

# Kohärente Elektronenspindynamik in nichtmagnetischen Halbleitern- Die Rolle von Kernspins

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften  
Abteilung Elektrotechnik und Informationstechnik  
der Universität Duisburg-Essen

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation

von

Jie Huang  
aus  
Nanjing

Gutachter: Prof. Dr. G. Bacher

Gutachter: Prof. Dr. F.-J. Tegude

Tag der mündlichen Prüfung: 28. Juli 2016



## Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung .....	1
1 Einleitung .....	4
2 Physikalische Grundlagen .....	9
2.1 Strukturelle Eigenschaften und Bandstrukturen .....	9
2.1.1 Strukturelle Eigenschaften .....	9
2.1.2 Bandstrukturen .....	10
2.2 Optische Eigenschaften .....	13
2.2.1 Optische Auswahlregeln .....	13
2.2.2 Zeitliche Entwicklung der Spinpolarisation nach der optischen Anregung.....	14
2.2.3 Quasiteichen-Komplexe in niederdimensionalen Quanten-strukturen .....	16
2.3 Elektronspin- und Kernspinsystem .....	17
2.3.1 Elektronspinsystem .....	17
2.3.2 Kernspinsystem .....	21
2.3.3 Wechselwirkungen zwischen Kernspins .....	23
2.3.4 Elektron-Kernspin Wechselwirkung .....	29
3 Die zeitaufgelöste Faraday- und Kerr-Rotation-Messtechnik.....	38
3.1 Magneto-optischer Faraday- und Kerr-Effekt.....	38
3.1.1 Faraday Effekt.....	40
3.1.2 Kerr Effekt .....	42
3.2 Zeitaufgelöste Faraday und Kerr-Rotation-Messtechnik .....	44
3.2.1 Messaufbau der zeitaufgelösten Faraday- und Kerr-Rotation .....	45
3.2.2 Messaufbau für orts aufgelöste Kerr-Rotation .....	50
4 Zeitaufgelöste Faraday-Rotation an ZnO-Multi-Quantenfilmen .....	53
4.1 Aufbau und optische Eigenschaften der ZnO-Multi-Quantenfilm-Struktur .....	53

4.2	Spindynamikuntersuchung in ZnO-Multi-Quanten-filmen mittels zeitaufgelöster Faraday-Rotation.....	56
4.2.1	Spindynamikuntersuchung mittels zeitaufgelöster Faraday-Rotation-Messtechnik .....	56
4.2.2	Kohärente Elektronenspindynamik in ZnO-Multi-Quanten-filmen im externen Magnetfeld .....	58
5	Kohärente Spindynamik in GaAs.....	63
5.1	Aufbau und optische Eigenschaften der n-GaAs Heterostruktur .....	64
5.1.1	Die n-GaAs Heterostruktur .....	64
5.1.2	Optische Eigenschaften der n-GaAs Heterostruktur .....	65
5.2	Kohärente Elektronenspindynamik in n-GaAs .....	67
5.2.1	Optische Anregungsbedingungen bei der zeitaufgelösten Kerr-Rotation-Messung .....	67
5.2.2	Kohärente Elektronenspindynamik in n-GaAs im externen Magnetfeld.....	69
5.3	Einfluss der Hyperfein-Wechselwirkung auf die kohärente Spindynamik in n-GaAs .....	73
5.3.1	Dynamische Kernspinpolarisation in GaAs .....	73
5.3.2	Rolle von Donator-gebundenen Elektronen und freien Elektronen bei der DNP.....	77
5.3.3	Rolle von Donator-gebundenen Elektronen und freien Elektronen bei der DNP - Modellbildung.....	80
6	Kohärenter Spintransport in n-GaAs.....	91
6.1	Transportstruktur.....	91
6.2	Transportverhalten eines Spinpakets in n-GaAs .....	94
6.2.1	Theoretische Beschreibung des Transportverhaltens von Spinpaketen und Ladungspaketen .....	95
6.2.2	Mathematische Beschreibung der zeitabhängigen lateralen Verteilung eines Spinpakets in n-GaAs.....	98
6.2.3	Messtechnik des lateralen Transports eines Spinpakets .....	100

6.2.4	Experimentelle Ergebnisse zum Spintransport .....	104
6.2.5	Beweglichkeit und Diffusionskoeffizient des Spinpakets in n-GaAs .....	106
6.3	Einfluss der Hyperfein-Wechselwirkung auf den Spintransport .....	108
6.3.1	Optische Generation des Overhauserfelds .....	108
6.3.2	Kohärenter Spintransport in n-GaAs unter dem Einfluss der Hyperfein- Wechselwirkung.....	109
Anhang .....		113
A: Überlappung der Pump- und Probestrahlen .....		113
B: Naturkonstanten.....		117
C: Abkürzungen .....		118
D: Symbole.....		119
Literaturverzeichnis.....		126
Danksagung .....		141

**Teile dieser Arbeit wurden bereits veröffentlicht:**

J. Huang, Y. Chen, A. Ludwig, D. Reuter, A.D. Wieck und G. Bacher,  
*Electron-nuclei spin coupling in GaAs – free versus localized electrons*,  
Appl. Phys. Lett. **100**, 132103 (2012).

Dieser Beitrag wurde für *Virtual Journal of Ultrafast Science* (April 2012) ausgewählt.

Y. S. Chen, J. Huang, A. Ludwig, D. Reuter, A.D. Wieck und G. Bacher,  
*Manipulation of nuclear spin dynamics in n-GaAs using an on-chip microcoil*,  
J. Appl. Phys. **109**, 016106 (2011).

Y. S. Chen, J. Huang, D. Reuter, A. Ludwig, A.D. Wieck und G. Bacher,  
*Optically detected nuclear magnetic resonance in n-GaAs using an on-chip microcoil*,  
Appl. Phys. Lett. **98**, 081911 (2011).

**Teile dieser Arbeit wurden bereits bei Konferenzen präsentiert:**

J. Huang, Y.S. Chen, P. Hohage, G. Bacher, A. Ludwig, D. Reuter, A.D. Wieck, M. Wahle  
und S. Fischer,  
Poster: *Nuclear magnetic resonance and Rabi oscillations in n-GaAs using on-chip  
microcoils*,  
30th international conference on the physics of semiconductors,  
Seoul, Südkorea (25-30. 07. 2010).

J. Huang, Y.S. Chen, A. Ludwig, D. Reuter, A. D. Wieck und G. Bacher,  
Vortrag: *Dynamic nuclear polarization in n-GaAs – free versus localized electrons*,  
DPG Frühjahrstagung,  
Dresden, Deutschland (13-18. 03. 2011).

J. Huang, O. Pfingsten, G. Bacher, A. Ludwig, D. Reuter, A.D. Wieck, M. Wahle und S.  
Fischer,  
Poster: *Coherent spin dynamics in GaAs – Impact of nuclear spins*,  
International Workshop "Spin and Quantum Transport"  
Berlin, Deutschland (22-23. 03. 2012).

# Zusammenfassung

Das Forschungsgebiet Spintronik hat in den letzten Jahren ein großes Interesse auf sich gezogen. Die wesentlichen Bestandteile dieses Gebiets beinhalten die Injektion, die Speicherung, den Transport, die Manipulation und das Auslesen von Spinzuständen in Halbleitern. Zielsetzung dieser Arbeit war es, mittels zeit- und orts aufgelöster optischer Spektroskopie die kohärente Spindynamik in Halbleitern zu untersuchen und damit grundlegende Mechanismen der Spintronik, insbesondere den Einfluss von Kernspins zu erforschen.

Aufgrund der kleinen Spin-Bahn-Wechselwirkung und einer dadurch langen Spindephasierungszeit scheint ZnO ein vielversprechender Kandidat für ein Material der Spintronik zu sein. In dieser Arbeit wurde eine auf ein c-plane Saphir-Substrat mittels Molekularstrahlepitaxie (engl.: Molecular Beam Epitaxy, MBE) hergestellte ZnO Multi-Quantenfilm Probe verwendet. Die Spindynamik wurde durch zeitaufgelöste Faraday-Rotations-Messungen (engl.: Time Resolved Faraday Rotation TRFR) ermittelt. Eine Rekombinationszeit von  $0,2\text{ns} < \tau_r < 0,6\text{ns}$  und eine magnetfeldabhängige Spinkohärenzzeit ( $T_2^*$ ) von bis zu  $10\text{ns}$  wurden beobachtet. Des Weiteren wurde ein g-Faktor der residenten Elektronen von  $g_e = 1,96$  ermittelt.

GaAs wird aufgrund der großen Elektronenbeweglichkeit bereits in Feldeffekttransistoren (z. B. High-Electron-Mobility-Transistors HEMTs) für extrem hohe Schaltfrequenzen eingesetzt. In n-GaAs wurde für eine Dotierstoffkonzentration von  $n = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  in der Nähe eines Metall-Isolator-Übergangs (engl.: Metall-Isulator-Transition, MIT) eine extrem lange Spinkohärenzzeit von  $100 \text{ ns}$  entdeckt, welche für die Realisierung Spin-basierter

optoelektronische- und elektronischer Bauelemente von großem Vorteil ist. Bei einem III-V Halbleiter, wie GaAs, ist die Kopplung zwischen Kernspins und Elektronspins (Hyperfein-Wechselwirkung) besonders stark ausgeprägt. Bei tiefen Temperaturen führen die Anwesenheit eines externen Magnetfeldes und spinpolarisierter Elektronen aufgrund der Hyperfein-Wechselwirkung zu einer Spinpolarisation der Kerne. Dies wird als dynamische Kernspinpolarisation bezeichnet (engl.: Dynamic Nuclear Polarisation, DNP). Die spinpolarisierten Kerne wirken für die Elektronen wie ein zusätzliches Magnetfeld (Kernfeld oder Overhauserfeld  $B_N$ ), das die Spindynamik der Elektronen beeinflusst.

Die in dieser Arbeit verwendete n-GaAs Probe hat eine 2  $\mu\text{m}$  dicke aktive Schicht mit einer Dotierkonzentration von  $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Die Untersuchung der kohärenten Spindynamik in n-GaAs erfolgte über zeitaufgelöste Kerr-Rotations-Messungen (engl.: Time Resolved Kerr Rotation, TRKR). Aus der laborzeitabhängigen Änderung der Larmorfrequenz wurde ein Aufbauprozess eines Kernfelds (DNP) von  $B_N = 41,6 \text{ mT}$  mit einer Zeitkonstante von 10 Minuten beobachtet. Durch geschickte Wahl verschiedener Zeitdomänen des TRKR-Signals wurde die Spindynamik verschiedener Spinträger separiert und ihre individuellen Beiträge zur DNP betrachtet. Anhand dieser Methode und einer detaillierten Analyse der Messdaten ist es gelungen, Wechselwirkungen zwischen verschiedenen Spinträgern zu interpretieren und dadurch ein komplettes Modell des DNP-Prozesses darstellen zu können. Es wurde demonstriert, dass die effiziente Hyperfein-Wechselwirkung zwischen Kernen und den Donator gebundenen Elektronen zu einer schnellen lokalen DNP (mit einer Zeitkonstante von  $\tau < 1 \text{ Min}$ ) führen und somit zu einer schnellen Spinpolarisation der Kerne in der Donator Umgebung. Die DNP im Kristallbereich wurde durch eine geblockte Kernspindiffusion mit einer Zeitkonstanten von  $\tau = 10 \text{ Min}$  verursacht. Es wurde auch gezeigt, dass eine dynamische Kernpolarisation zu einem Verlust der Spinpolarisation des Elektronensystems führt.

Anhand der orts aufgelösten TRKR-Messmethode wurde das Transportverhalten eines optisch generierten Spinpakets in n-GaAs untersucht. Auf der n-GaAs Probe wurde eine definierte Transportstruktur hergestellt und mithilfe der metallischen Multischichtkontakte wurden elektrische Spannungen entlang der Transportstruktur angelegt. Aus der Analyse des lateralen Profils des Spinpakets wurde eine Spinbeweglichkeit von  $\mu_s = 5800 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  und ein Spindiffusionskoeffizient von  $D_s = 33 \text{ cm}^2/\text{s}$  ermittelt. Es wird somit ein Faktor  $eD_s / \mu_s k_B T = 16$  erhalten. Dieses Verhalten zeigt, dass bei tiefer Temperatur in einem



Halbleiter, dessen Dotierprofil am MIT liegt, die Einstein-Gleichung ( $eD / \mu k_B T = 1$ ) ihre Gültigkeit verliert. Mit einer angelegten elektrischen Spannung lässt sich das Profil des Spinpakets mit einer Gaußfunktion beschreiben. Interessanterweise reduziert sich die Amplitude des Spinpakets im geometrischen Mittelpunkt, wenn keine elektrische Spannung angelegt ist. Diese Reduzierung der Spinamplitude kann, wie auch die Änderung der Larmorfrequenz andeutet, auf die Hyperfein-Wechselwirkung zurückgeführt werden. Die effiziente Wechselwirkung zwischen den lokalisierten Donator-Elektronen und den Kernen verursacht eine Reduzierung der Spinpolarisation der Elektronen. Da die angelegte elektrische Spannung eine Delokalisierung der residenten Elektronen verursacht, wurde dieser Effekt unter elektrischer Spannung nicht beobachtet. Damit war das vorgestellte Modell des DNP-Prozesses bestätigt. Diese besagt, dass die lokalisierten Elektronen den dominanten Beitrag zur DNP liefern und die direkte Hyperfein-Wechselwirkung zwischen freien Elektronen und Kernen sehr gering ist.

# 1

## Einleitung

Seit den Anfängen der Computerentwicklung haben es immer neue Fortschritte in dem Gebiet der Halbleiterforschung und -technologie ermöglicht, effizientere und kompaktere elektronische Bauelemente zu realisieren. Während die auf der Kontrolle elektrischer Ladungen basierten Halbleiterbauelemente bereits unser Alltagsleben tiefgreifend geprägt haben, ist der Einsatz des Elektronenspins als Informationsträger in Halbleitern noch immer Gegenstand intensiver Forschung. Da die weitere Verkleinerung der Strukturgröße heutiger halbleiterbasierter Mikroelektronik ihre physikalische Grenze erreicht, verfolgt das Forschungsgebiet „Spintronik“ das Ziel, den Spinfreiheitsgrad von Ladungsträgern zu nutzen [Wol01, Zut04, Aws07, Cam15].

Als Informationsträger zur Datenverarbeitung weist der Spin im Vergleich zur elektrischen Ladung verschiedene Vorteile auf: Zur Manipulation einer Ladung wird Coulomb-Energie benötigt, die einer minimalen Schaltenergie entspricht. Der Energieaufwand für eine kohärente Rotation der Spinorientierung liegt weit unter der herkömmlichen Schaltenergie der Ladungsbasierten Bauelemente und könnte daher eine effiziente Lösung für die problematische Wärmeentwicklung in den Halbleiterbauelementen sein. Im Vergleich zu Umladungsprozessen sollte die im Pikosekunden-Bereich liegende Dauer der Spinrotation deutlich kürzere Schaltzeiten ermöglichen. Da der Spinfreiheitsgrad eine quantenmechanische Eigenschaft ist, existieren nicht nur die zwei orthogonalen Zustände 1 und 0 (Spin-up und Spin-down) für ein Bit, sondern auch kohärente Überlagerungen, die sogenannte Qubits

darstellen können und dadurch völlig neue Berechnungsalgorithmen, das „Quantum Computing“ ermöglichen [Bar95, DiV95].

Im Gegensatz zu Halbleitern werden die Spineigenschaften in Metallen bereits seit vielen Jahren kommerziell verwendet. Durch Ausrichten kleinster Domänen in ferromagnetischen Schichten wird eine dauerhafte Datenspeicherung realisiert [Noy57]. Im Jahr 1975 wurde der magnetische Tunnelwiderstand (engl.: Tunnel Magneto Resistance, TMR) von Michel Jullière entdeckt [Jul75]. Dabei handelt es sich um zwei Ferromagneten, die durch einen dünnen Isolator getrennt sind. Da die Tunnelrate der Elektronen durch die Isolatorschicht eine Funktion der spinaufgespaltenen Zustandsdichten in den Ferromagneten ist, unterscheidet sich der magnetische Tunnelwiderstand (TMR) bei den zwei verschiedenen Magnetisierungskonfigurationen dieser zwei Ferromagneten (parallel oder antiparallel zueinander).

Dreizehn Jahre später wurde der GMR-Effekt (engl.: Giant Magneto Resistance, GMR) in einer magnetischen Heterostruktur entdeckt [Bai88, Bin89], die aus abwechselnden ferromagnetischen und nichtmagnetischen Metallschichten besteht. Ähnlich wie bei dem TMR-Effekt wird beobachtet, dass der elektrische Widerstand der Struktur eine Funktion der relativen Orientierung der Magnetisierung der magnetischen Schichten ist. Die Entdeckung des GMR-Effekts im Jahre 1988 öffnete die Tür zur Magnetoelektronik. In kürzester Zeit wurde der GMR-Effekt in technischen Anwendungen eingesetzt, wofür ihre Entdecker Peter Grünberg und Albert Fert 2007 den Nobelpreis für Physik erhielten. Die erste erfolgreiche Anwendung des GMR-Effekts waren Leseköpfe moderner Festplattenlaufwerke, die seit 1997 in Festplatten eingesetzt sind. Eine weitere Anwendung des GMR-Effekts sind Magnetfeldsensoren im Automobilbereich, die Position und Bewegung von Objekten detektieren.

Der Erfolg des GMR Effekts führte zu einer neuen Betrachtung des bereits entdeckten TMR-Effekts und der anschließenden technischen Anwendung. Die auf dem TMR-Effekt basierte nichtflüchtige magnetische Speicherzelle (engl.: Magnetoresistive Random Access Memory, MRAM) ist seit 2006 kommerziell eingesetzt [Gal06]. Der „Spin-Transfer-Torque (STT)“-Effekt [Slo96, Kat00] ermöglicht das Schreiben eines Bits. In der neuesten Generation von MRAMs wird mittels eines starken Stroms aus spinpolarisierten Ladungsträgern die Magnetisierung in einer der beiden ferromagnetischen Schichten geändert. Die erste STT-MRAM wurde bereits 2013 produziert.

Im Vergleich zu Metallen bieten Halbleiter vielfältige Vorteile, die wichtig für die spinbasierten Bauelemente sind. Hierzu zählt z. B. eine einstellbare Ladungsdichte, die sich durch Dotierung, Gate-Spannung oder Bandoffsets über viele Größenordnung variieren lässt. Die Bandlücke in Halbleiter bietet die Möglichkeit, neuartige Bauelemente im Gebiet Optoelektronik zu entwickeln.

Bereits 1990 wurde ein Grundkonzept eines fundamentalen Spintronik-Bauteils von Datta und Das vorgestellt [Dat90]. Bei diesem Spin Feld Effekt Transistor (engl: Spin Field-Effect Transistor SFET) bestehen der Injektor (Emitter) und der Detektor (Kollektor) spinpolarisierter Elektronen aus Ferromagneten und ein Transportkanal aus Halbleiter. Elektronen werden mittels ferromagnetischem Emitter spinpolarisiert und durch den Transportkanal transportiert. Durch ein Gate wird ein effektives Magnetfeld erzeugt und verursacht eine steuerbare Spinpräzession der Elektronen. Der Spinorientierung abhängige Kontaktwiderstand an dem ferromagnetischen Kollektor wird detektiert.

Inzwischen wurden vielfältige weitere Konzepte entwickelt. Bei der Spininjektion werden spinpolarisierte Elektronen im Halbleiter erzeugt, z. B. mittels optischer Generation [Kik98, Cro05], ferromagnetischer Metalle [Zhu01, Ham02, Jia05, Jon07], magnetischer Halbleiter [Ohn99, Hol05], verdünnter magnetischer Halbleiter (engl.: Diluted Magnetic Semiconductor DMS) [Fie99, Ohn99], Strom induzierter Spinpolarisation (engl.: Current-Induced Spin Polarization, CISP) [Koe09, Nor14] oder Spin-Filter [Wan09]. Die erste Spininjektion bis zu Raumtemperatur wurde durch einen Fe/GaAs Schottky Kontakt im Jahr 2001 realisiert [Zhu01].

Verschiedene Experimente zum Spintransport wurden mit Hilfe eines elektrischen Feldes [Häg98, Ohn00], in Verbindung mit dem Spin-Hall-Effekt [Ste07] oder mittels akustischer Wellen [Sog01] vorgestellt. Ebenfalls lässt sich ein Spintransport in quantisierten Strukturen wie z. B. im zweidimensionalen Elektronengas (engl.: 2-Dimensional Electron Gas, 2DEGs) [Web05] oder zwischen zwei Quantenpunkten [Ouy03] realisieren.

Zur Manipulation eines Spinzustands wurde z. B. ein lokales Magnetfeld durch das Streufeld einer Ferromagnet-Nanostruktur [Sak03, Hal07] oder durch eine Stromschleife [Ele96, Gor06] generiert. Spinbezogene Mechanismen wurden ebenso zur Spinmanipulation verwendet, wie z.B. Spin-Bahn-Wechselwirkung [Win03, Mei07], kontrollierbarer  $g$ -Faktor [Sal01, Kat03], Hyperfein-Wechselwirkung [Kat05] oder Spinaustausch-Wechselwirkung [Ohn00, Han07].

Das Auslesen von Spinzuständen wurde durch Detektion der Polarisation der Photolumineszenz [Mey84], Messung der Spektralverschiebung [Kos10], mit Hilfe der Kerr/Faraday Rotations- Spektroskopie [Aws02] oder in Verbindung mit einem Spin-Tunnel-Kontakt [Cro09, Shi14] realisiert.

Eine der wichtigsten Wechselwirkungen, welche die kohärente Spindynamik von Elektronen beeinflusst, ist die Elektronen-Kernspin-Wechselwirkung. Diese Wechselwirkung führt zu einem weiteren Mechanismus der Spinrelaxation [Fis77, Dzh02a, Kav08]. Spinpolarisierte Elektronen können Kernspins ausrichten [Lam68] und spinpolarisierte Kerne verursachen ein effektives Magnetfeld (Kernfeld oder Overhauserfeld) für Elektronen [Mei84]. Beim Spintransport wurde gezeigt, dass sich durch die Kernspins der Magnetowiderstand variieren [Kro99, Son00, Mac02] oder die Spindephasierung der Elektronen beeinflussen lassen [Kat05].

Die Zielstellung dieser Arbeit war es, durch die zeitaufgelöste optische Spektroskopie an Halbleitern ein detailliertes Verständnis über die Spindynamik und die Spinkohärenz zu gewinnen und damit grundlegende Mechanismen für spin-basierte Bauelement-Anwendungen von Elektronen zu erforschen. Schwerpunkt dieser Arbeit ist es, den Einfluss der Kernspins auf die kohärente Elektronenspindynamik zu untersuchen.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert:

- In Kapitel 2 werden die physikalischen Grundlagen vorgestellt. Es umfasst strukturelle Eigenschaften, Bandstruktur und optische Eigenschaften von GaAs und ZnO. Hierbei stehen insbesondere Elektronspin- und Kernspinsysteme im Vordergrund. Es wird ausführlich auf die Kopplung zwischen Elektronspins und Kernspins unter optischer Anregung eingegangen.
- In Kapitel 3 werden die in dieser Arbeit verwendeten Messtechniken vorgestellt. Es beinhaltet die physikalische Beschreibung des Faraday- und Kerreffekts und des optischen und elektrischen Messaufbaus der zeitaufgelösten Faraday- und Kerr-Rotation.
- Die Spindynamik in ZnO-Multi-Quantenfilmen ist Gegenstand von Kapitel 4. Die zeitliche Entwicklung verschiedener Quasiteilchen-Komplexe und die zugehörige Spindynamik in ZnO-Multi-Quantenfilmen werden diskutiert. Mittels zeitaufgelösten Faraday-Rotations Messungen wird die Spindynamik in ZnO-Multi-Quantenfilmen

ermittelt. Außerdem werden der g-Faktor, die Rekombinationszeit und die Spinkohärenzzeit bestimmt.

- Thema von Kapitel 5 ist die Spindynamik in n-GaAs. Dort wird der Schwerpunkt auf die Hyperfein-Wechselwirkung gelegt. Anhand detaillierter Analysen des TRKR-Signals werden die Wechselwirkungen verschiedener Spinträger und ihre individuellen Beiträge zur dynamischen Kernspinpolarisation interpretiert. Aus den experimentellen Daten wird ein Modell des DNP-Prozesses (engl.: Dynamic Nuclear Polarisation, DNP) erarbeitet.
- Kapitel 6 beschäftigt sich mit dem kohärenten Spintransport in n-GaAs. Mittels orts aufgelöster TRKR-Messungen wird die zeitliche Entwicklung des Spinpakets untersucht. Zu einem werden die Spinbeweglichkeit und der Spindiffusionskoeffizient ermittelt und damit der Transport von Ladungspaketen und Spinpaketen betrachtet. Zum anderen wird der Einfluss der Hyperfein-Wechselwirkung auf den Transport der Spinpakete im elektrischen Feld diskutiert.

## 2

# Physikalische Grundlagen

## 2.1 Strukturelle Eigenschaften und Bandstrukturen

### 2.1.1 Strukturelle Eigenschaften

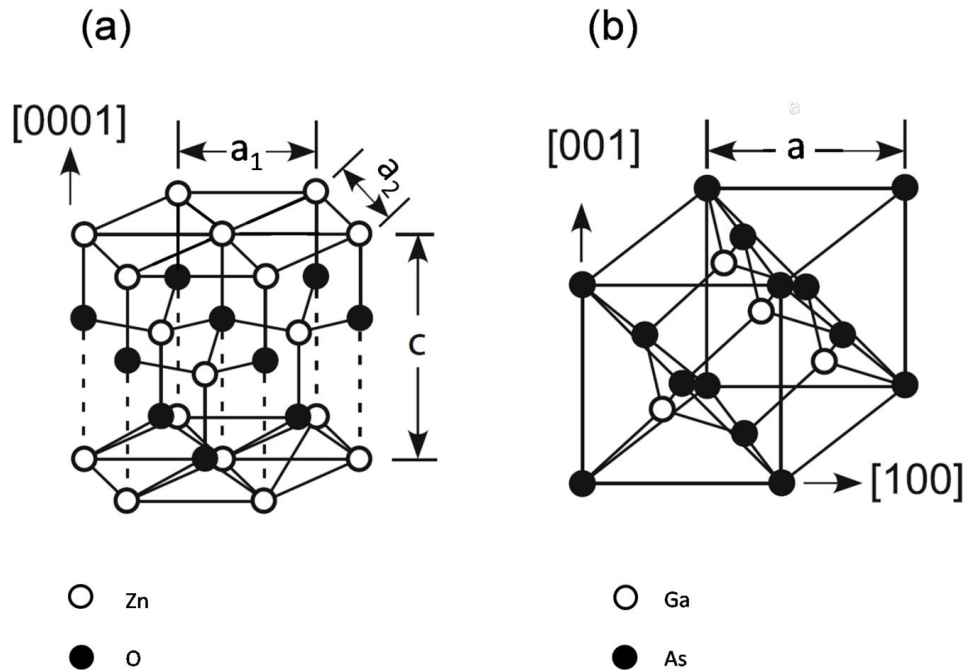
#### **ZnO**

ZnO ist ein binärer II-VI-Verbindungshalbleiter. Je nach Substrat und Wachstumsbedingungen existieren drei verschiedenen Kristallstrukturen von ZnO: Die hexagonale Wurtzit-Phase, die kubische Zinkblende-Phase und die kubische Kochsalz-Phase [Özg05]. Die energetisch Günstigste davon ist die Wurtzitstruktur, die in der linken Grafik der Abb. 2.1 dargestellt ist. Die Bindung aus  $sp^3$ -Hybridorbitalen weist eine tetraedrische Bindungsform auf. Die primitiven Gittervektoren  $\mathbf{a}_1$  und  $\mathbf{a}_2$  liegen in einer Ebene mit einem Winkel von  $120^\circ$  zueinander. Der dritte Gittervektor  $\mathbf{c}$  ist senkrecht zu  $\mathbf{a}_1$  und  $\mathbf{a}_2$ . Dies wird unter normalen Umständen die Wachstumsrichtung sein. Die zugehörigen Gitterkonstanten bei Raumtemperatur sind  $a_1 = a_2 = 0,325 \text{ nm}$  und  $c = 0,521 \text{ nm}$  [Kar96, Kis89].

#### **GaAs**

Im Vergleich mit ZnO zeigt der GaAs Kristall, der zu den binären III-V-Verbindungshalbleitern gehört, eher kovalente als ionische Bindungen und weist dabei eine Zinkblendestruktur auf (siehe rechte Grafik der Abb. 2.1), welche für viele kovalente Kristalle

charakteristisch ist [Nei05]. Die Gitterkonstante der Zinkblendestruktur beträgt  $a = 0,565 \text{ nm}$  bei Raumtemperatur. Aufgrund des fehlenden Inversionszentrums wird die Zinkblendestruktur als nicht zentralsymmetrischer Kristall gekennzeichnet.



**Abb. 2.1:** (a): Wurtzitstruktur von ZnO und (b:) Zinkblendestruktur von GaAs. Zn- und O-Atome bzw. Ga-Atome und As-Atome sind mit hellen bzw. dunklen Kugeln dargestellt [Han09].

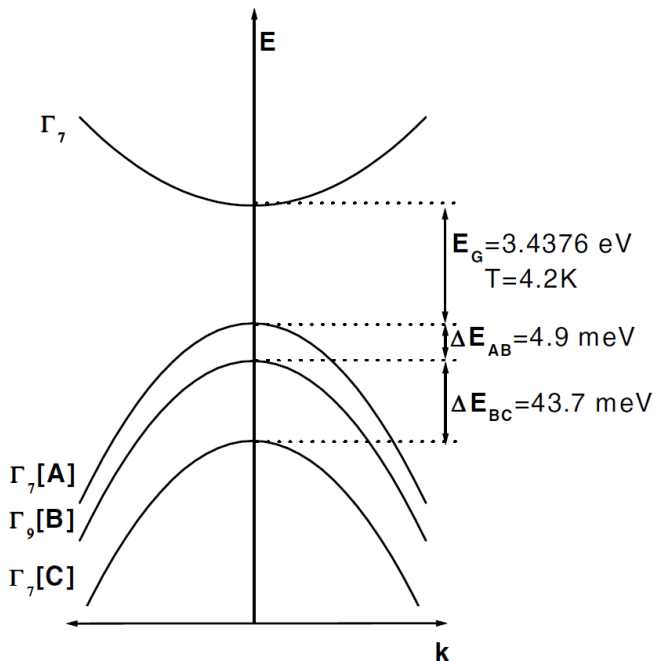
### 2.1.2 Bandstrukturen

#### ZnO

ZnO gehört zu den direkten Halbleitern mit einer großen Bandlücke  $E_g$  von 3,37 eV bei Raumtemperatur (3,44 eV bei 4 K [Mey04]). Der Bandverlauf des s-artigen Leitungsbandes (LB) ( $\Gamma_7$ -Symmetrie) und der p-artigen Valenzbänder (das Leichtloch-Band (lh),  $\Gamma_7$ -Symmetrie, das Schwerloch-Band (hh),  $\Gamma_9$ -Symmetrie, und das Split-Off-Band (so),  $\Gamma_7$ -Symmetrie) in der Nähe des  $\Gamma$ -Punktes sind in Abb. 2.2 schematisch dargestellt. Aufgrund des Kristallfelds und der Spin-Bahn-Wechselwirkung wird das höchste Valenzband in drei Subbänder aufgespalten. Die Valenzbandanordnung für die zwei energetisch höchsten Subbänder sind invertiert im Vergleich mit anderen II-VI Halbleitern mit Wurtzitstruktur. Die



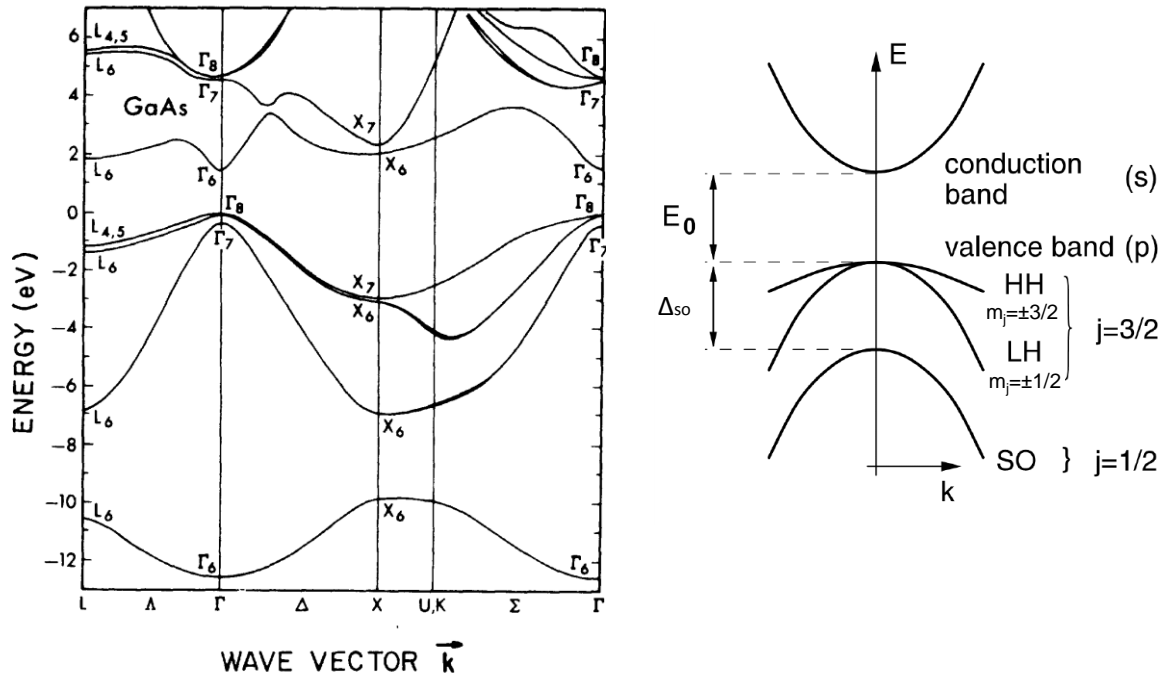
Ursache dafür ist eine negative Spin-Bahn-Wechselwirkung, die vom Zn 3d-Zustand beeinflusst ist [Nei05].



**Abb. 2.2:** Bandstruktur von ZnO in der Nähe des  $\Gamma$ -Punkts. Die drei Valenzbänder sind Leichtloch-Band (A,  $\Gamma_7$ -Symmetrie), das Schwerloch-Band (B,  $\Gamma_9$ -Symmetrie) und das Split-Off-Band (C,  $\Gamma_7$ -Symmetrie), mit einer invertierten Valenzbandordnung der zwei energetisch höchsten Subbänder im Vergleich zu anderen II-VI-Halbleitern [Mey04].

### GaAs

Die Bandstruktur von GaAs ist in Abb. 2.3 schematisch dargestellt. GaAs hat eine relative kleine Bandlücke von  $E_g = 1,519$  eV (bei 0K [Che76]). Das Leitungsband ist s-artig ( $\Gamma_6$ -Symmetrie) während die p-artigen Valenzbänder auf drei Subbänder aufgeteilt sind: das Schwerloch-Band ( $\Gamma_8$ -Symmetrie), das Leichtloch-Band ( $\Gamma_8$ -Symmetrie), und das Split-Off-Band ( $\Gamma_7$ -Symmetrie). In Volumenmaterial sind Schwerloch- und Leichtlochband bei  $k = 0$  entartet, während in niederdimensionalen Strukturen aufgrund unterschiedlicher Lochmasse durch Quantisierung eine Energieaufspaltung zwischen diesen zwei Bändern entsteht.



**Abb. 2.3:** Links: Bandstruktur des GaAs [Che76]. Die Spin-Bahn-Wechselwirkung führt zu einer Abspaltung des Split-Off-Bandes zu den Schwerloch (hh) und Leichtlochbändern (lh) um  $\Delta_{so} = 0,34 \text{ eV}$  und zu einer leichten Verformung des Leichtlochbandes [Mei84]. Rechts: Bandstruktur des GaAs in der Nähe des  $\Gamma$  Punkts [Win03].

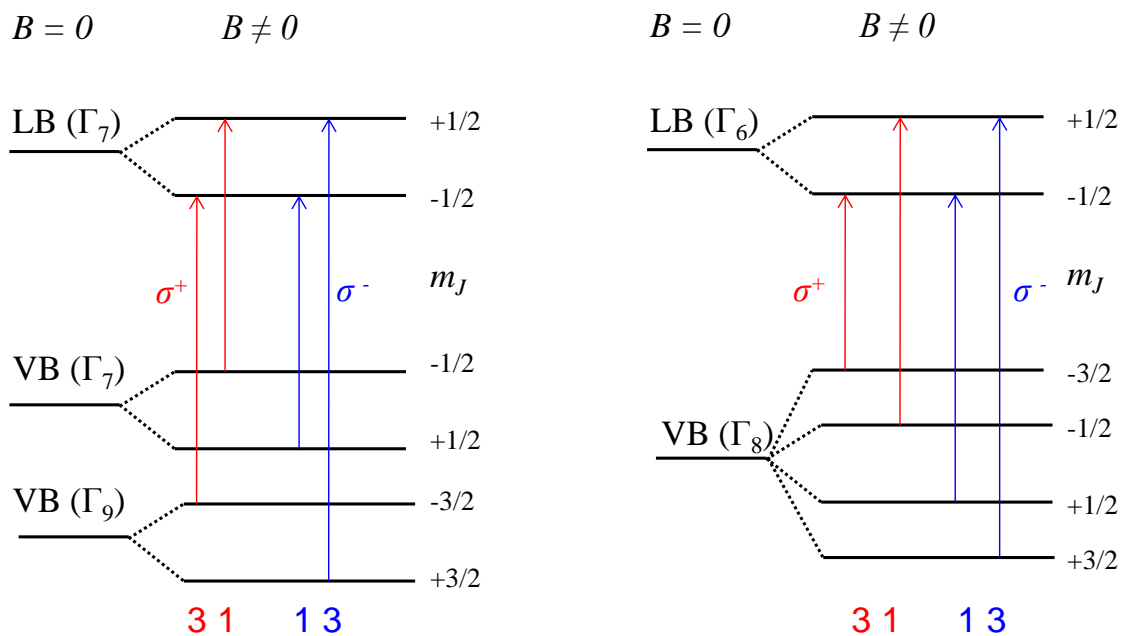
## 2.2 Optische Eigenschaften

### 2.2.1 Optische Auswahlregeln

Die optischen Eigenschaften von direkten Halbleitern wie ZnO und GaAs werden von den Energiezuständen und den Quantenzahlen bestimmt.

Die magnetischen Quantenzahlen  $m_J$  des Leitungsbandes und der Valenzbänder für ZnO und GaAs sind in Abb. 2.4 schematisch dargestellt. Da das Split-Off-Band mit einer größeren Energieaufspaltung von den anderen Bändern getrennt liegt, wird seine Rolle bei einer resonanten optischen Anregung vernachlässigt, bei welcher sich die Photonenenergie in der Nähe der Bandlücke befindet ( $E_{\text{photon}} \approx E_g$ ).

Die nach den Dipolauswahlregeln ( $\Delta L = \pm 1$ ,  $\Delta m_J = 0, \pm 1$ ,  $\Delta S = 0$ ) erlaubten optischen Übergänge sind eingezeichnet. Aufgrund der Drehimpulserhaltung werden unter Absorption eines  $\sigma^+$ / $\sigma^-$  polarisierten Photons mit dem jeweiligen Drehimpuls  $+\hbar/-\hbar$  die Übergänge mit  $\Delta m_J = +1/-1$  erfolgen.



**Abb. 2.4:** Schematische Darstellung der optischen Übergänge unter optischer Anregung mit rechts ( $\sigma^+$ ) und links ( $\sigma^-$ ) zirkular polarisierten Photonen. (Links: ZnO; Rechts: GaAs) mit den zugehörigen relativen Übergangswahrscheinlichkeiten.

Da die Übergangswahrscheinlichkeit vom hh-Band ins Leitungsband dreimal so groß wie die Übergangswahrscheinlichkeit vom lh-Band ist [Mei84], werden nach der Absorption von polarisiertem Licht ( $\sigma^+ / \sigma^-$ ) dreimal so viele Elektronen aus dem hh-Band ins Leitungsband gehoben sind als aus dem lh-Band. Man erhält z. B in GaAs nach der optischen Anregung mit  $\sigma^+$  Photonen dreimal so viele Elektronen mit  $m_j = -1/2$  (Spin-down) als Elektronen mit  $m_j = +1/2$  (Spin-up), somit entsteht eine Spinpolarisation der Elektronen

Die Definition des Spinpolarisationsgrads lautet:

$$P_s = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}}, \quad (2.1)$$

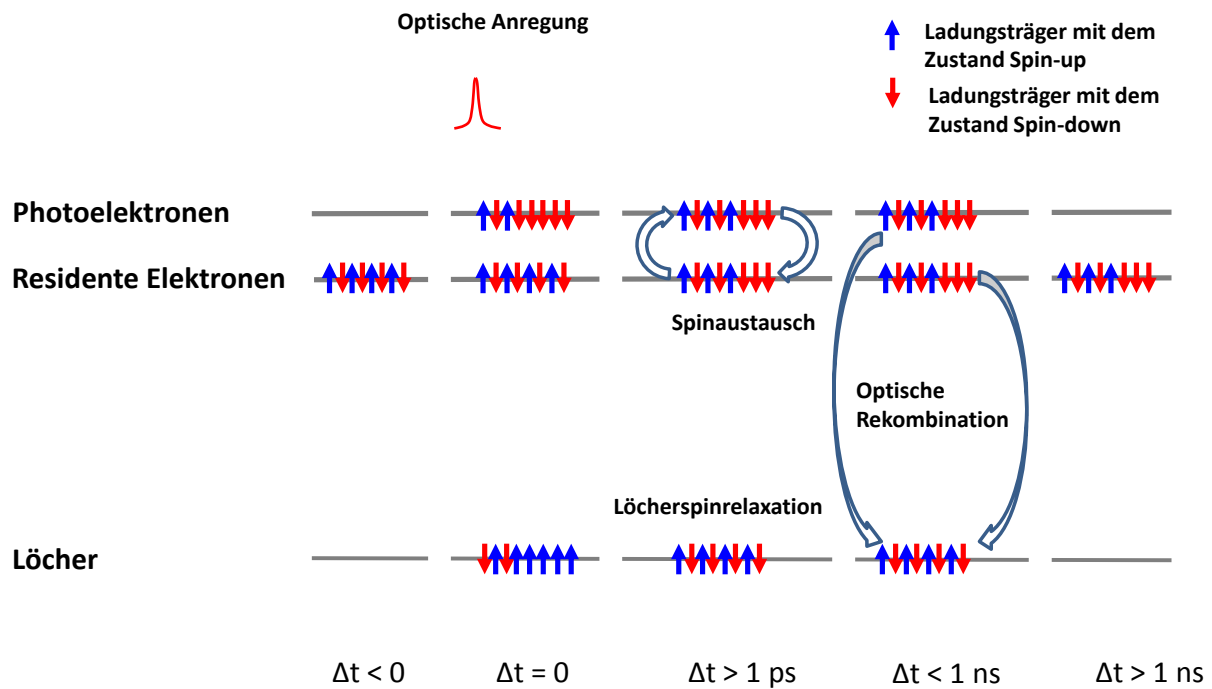
wobei  $n_{\uparrow}$  und  $n_{\downarrow}$  der Dichte von Spin-Up bzw. Spin-Down Elektronen entsprechen. Ohne Magnetfeld lässt sich aus den in Abb. 2.4 dargestellten erlaubten Übergängen und Gl. (2.1) eine Spin-Injektion durch optische Anregung mit zirkular polarisierten Photonen in Volumen GaAs realisieren. Der Spinpolarisationsgrad beträgt dann:

$$P_s = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} = \frac{3-1}{3+1} = 50\% .$$

Bei ZnO, dessen Schwer- und Leichtlochbänder (siehe Abb. 2.2) leicht energetisch voneinander getrennt sind, ist es möglich, durch resonante Anregung eines Übergangs einen höheren Spinpolarisationsgrad der Ladungsträger von bis zu 100% zu erreichen.

### 2.2.2 Zeitliche Entwicklung der Spinpolarisation nach der optischen Anregung

Die zeitliche Entwicklung spinpolarisierter Ladungsträger in Volumen n-GaAs nach der optischen Anregung mit einem kurzen Laserpuls ist in Abb. 2.5 schematisch dargestellt (nach [Hoh12]). Nach der optischen Injektion relaxiert die Spinpolarisation von Löchern mit einer charakteristischen Zeitkonstanten  $\tau_{s,h}$  im Bereich von Femtosekunden [Hil02] aufgrund der effizienten Spinrelaxationsmechanismen der Löcher [Zak82, Dya84]. Anschließend findet ein sehr effizienter Spinaustauschprozess ( $\sim 1$  ps) [Kav08] zwischen den spinpolarisierten Photoelektronen und den durch Dotierung in n-GaAs eingebrachten, unpolarisierten residenten Elektronen statt. Dadurch entsteht eine gemittelte Spinpolarisation für die gesamten Elektronen im Halbleiter.



**Abb. 2.5:** Schematisch dargestellte relevante Prozesse der Spindynamik in n-GaAs. Nach der Zeitfolge geschehen die Prozesse optische Anregung ( $\Delta t \sim 0$ ), Löcherspinrelaxation ( $\Delta t > \text{fs}$ ), Spinaustausch zwischen Photoelektronen und residenten Elektronen ( $\Delta t \sim \text{ps}$ ), optische Rekombination ( $\Delta t \sim \text{ns}$ ), Energierelaxation der Elektronen und Spinrelaxation ( $\tau_{s,e} \sim 10 \text{ ns}$ ) Nach [Hoh12].

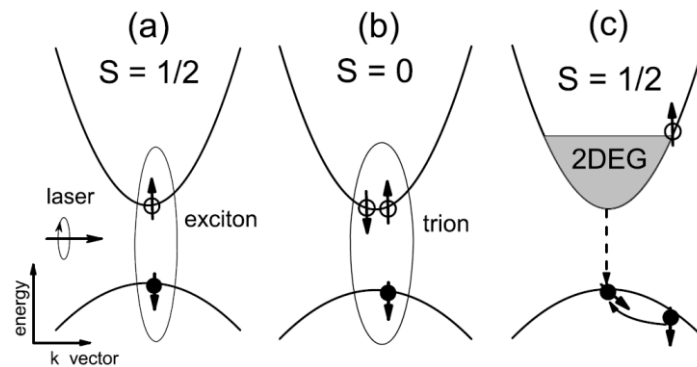
Da die Löcher eine sehr kurze Spinrelaxationszeit besitzen, die drei Größenordnungen kürzer ist als die Zeitkonstante der optischen Rekombination ( $\tau_r \sim 1 \text{ ns}$ ), wird angenommen, dass beim optischen Rekombinationsprozess die beteiligten Löcher unpolarisiert sind. Bei den Elektronen im Gegenteil ist aufgrund ihrer langen Spinrelaxationszeit ( $\sim 100 \text{ ns} \gg \tau_r$ ) bei der optischen Rekombination die Spinpolarisation noch gut erhalten. Rekombinieren die unpolarisierten Löcher mit den spin-polarisierten Elektronen, entsteht eine Spinpolarisation der residenten Elektronen aufgrund der optischen Auswahlregeln.

### 2.2.3 Quasiteichen-Komplexe in niederdimensionalen Quantenstrukturen

In Quantenstrukturen wird aufgrund der Lokalisierung der Ladungsträger die Coulomb-Wechselwirkung erhöht, was zu einer Steigerung der Bindungsenergie zwischen Elektronen und Löchern führt. Infolgedessen werden unter optischer Anregung stabile Exzitonen (X) gebildet. Geladene Exzitonen werden als Trionen bezeichnet. Im Fall eines gebundenen Quasiteilchens mit zwei Elektronen und einem Loch wird dieses als ein negativ geladenes Trion ( $T^-$ ) bezeichnet und ein aus zwei Löchern und einem Elektron gebildetes Teilchen als positiv geladenes Trion ( $T^+$ ). Der Grundzustand eines Trions besitzt eine Singlet-Spin-Konfiguration. Dies bedeutet für  $T^-$ , dass die zwei Elektronen antiparallele Spins haben.

Die verschiedenen Bindungsenergien jedes dieser Quasiteichen-Komplexe führt dazu, dass ihre Rekombinationsenergien verschieden sind. Die Emissionslinie eines Exzitons bzw. Trions liegt energetisch unterhalb der Bandlücke, verschoben um die Bindungsenergie.

Das Verhältnis der gebildeten Quasiteichen-Komplexe ist von der residenten Ladungsträgerdichte bestimmt. In Abb. 2.6 sind die Quasiteichen-Konfigurationen für drei unterschiedliche Fälle dargestellt.



**Abb. 2.6:** Schematisch dargestellte Generation spinpolarisierter Ladungsträger und Komplexe im Quantenfilm mit drei verschiedenen Flächendichten der residenten Elektronen  $n_{e-2D}$ . (a) undotiertes Material. (b) leicht dotiertes Material ( $n_{e-2D} a_0^2 \ll 1$ ) und (c) hoch dotiertes Material ( $n_{e-2D} a_0^2 > 1$ ) mit einer Fermi-Energie, welche die Exziton-Bindungsenergie überschreitet, wobei  $a_0$  der Bohr-Radius des Exzitons ist. Im letzten genannten

*Fall (c) ist die Erzeugung von Ladungsträger-Komplexen wie z. B. Exziton oder Trion unterdrückt [Dya08].*

Im n-dotierten Halbleiter werden in den meisten Fällen aus Photon-generierten Elektron-Loch Paaren Trionen gebildet. Dies führt zur einen dominanten Trion-Linie im Absorptions- und Emissionsspektrum.

Die zeitliche Entwicklung der Emission verschiedener Quasiteilchen-Komplexe hängt stark von der Photonenenergie ab, da ihre Lumineszenz nicht nur von dem Rekombinationsprozess selbst bestimmt ist, sondern auch von ihrem Bildungsprozess. Bei resonanter optischer Anregung um die Trion-Energie z. B. klingt die meiste Intensität der Trion-Emission mit einer kurzen Zeitkonstante ab, die der Trion-Rekombination entspricht. Mit steigender Photonenenergie der Anregung werden aufgrund der Koexistenz verschiedener Quasiteilchen-Komplexe Trionen aus Exzitonen gebildet. Ganz analog wird die Zeitkonstante für den Exziton-Bildungsprozess aus freien Ladungsträgern berücksichtigt bei weiter steigender Photonenenergie zum Band-Band-Übergang [Dya08].

## 2.3 Elektronspin- und Kernspinsystem

Neben dem Elektronenspin-System existiert innerhalb des Halbleiters ein weiteres Spinsystem, das aus Kernspins besteht. In diesem Abschnitt werden die physikalischen Grundlagen dieser beiden Systeme diskutiert.

### 2.3.1 Elektronspinsystem

Gemäß Pauli-Prinzip wird in einem Atom der Zustand eines Elektrons durch vier Quantenzahlen eindeutig bestimmt. Das sind die Hauptquantenzahl  $n$ , die Bahndrehimpulsquantenzahl  $l$ , die magnetische Quantenzahl  $m_l$  und die Spinquantenzahl  $m_s$ .

Die Hauptquantenzahl  $n$  bestimmt das grundlegende Energieniveau gebundener Elektronen in erster Näherung und kann ganzzahlige Werte annehmen. Es gilt

$$n = 1, 2, \dots, \infty. \quad (2.2)$$

Zu jeder Hauptquantenzahl  $n$  gibt es  $n$  mögliche Werte für die Bahndrehimpulsquantenzahl:

$$l = 0, 1, 2 \dots, (n-1). \quad (2.3)$$

Für den Bahndrehimpulsvektor  $\mathbf{l}$  gilt

$$|\mathbf{l}| = \hbar \sqrt{l(l+1)}. \quad (2.4)$$

Die magnetische Quantenzahl (auch Orientierungsquantenzahl)  $m_l$  bestimmt die Winkel zwischen dem Bahndrehimpuls  $\mathbf{l}$  und der Magnetfeldrichtung  $z$  (als  $z$ -Achse wird unter normalen Umständen die Richtung des angelegten Magnetfelds bezeichnet). Da die Komponente des Bahndrehimpulses in  $z$ -Richtung  $l_z$  nur quantisierte Werte annehmen kann, gilt

$$l_z = m_l \hbar \quad (2.5)$$

und 
$$m_l = 0, \pm 1, \pm 2 \dots, \pm l. \quad (2.6)$$

Der Eigendrehimpuls  $s$  wird auch als Spin bezeichnet. Analog zur magnetischen Quantenzahl, werden die möglichen Richtungen, die der Spin  $s$  relativ zur  $z$ -Richtung liegt, durch die Spinquantenzahl  $m_s$  bestimmt (siehe Abb. 2.7 (a)). Es gilt

$$s_z = m_s \hbar, \quad (2.7)$$

und 
$$m_s = \pm 1/2, \quad (2.8)$$

Der Betrag des Spins  $s$  ist

$$|\mathbf{s}| = \hbar \sqrt{s(s+1)}, \quad (2.9)$$

wobei  $s = 1/2$  die Spinquantenzahl ist.

Die magnetischen Momente des Bahndrehimpulses  $\mathbf{l}$  und des Eigendrehimpulses  $\mathbf{s}$  eines Elektrons ergeben sich zu

$$\boldsymbol{\mu}_l = -g_l \frac{\mu_B}{\hbar} \mathbf{l}, \text{ und } \boldsymbol{\mu}_s = -g_s \frac{\mu_B}{\hbar} \mathbf{s}, \quad (2.10)$$



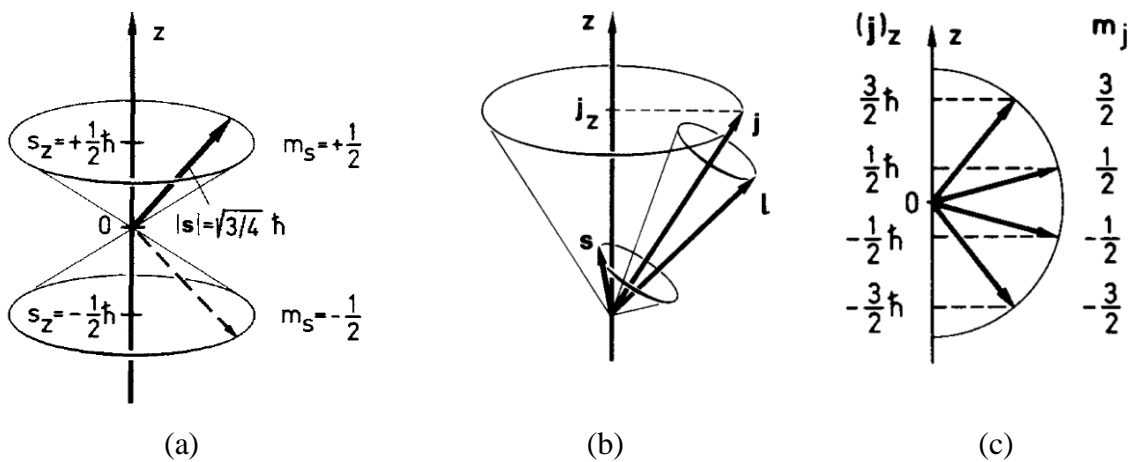
wobei  $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ , das Bohr'sches Magneton ist,  $m_e$  die Ruhemasse des Elektrons und  $g_l$  und  $g_s$  die Kopplungsparameter zwischen dem magnetischen Moment und dem Drehimpuls des Elektrons.

Der Gesamtdrehimpuls  $\mathbf{j}$  beschreibt die Kopplung zwischen dem Bahn- und dem Spindrehimpuls und ergibt sich aus der Addition von  $\mathbf{l}$  und  $\mathbf{s}$

$$\mathbf{j} = \mathbf{s} + \mathbf{l} \quad (2.11)$$

und 
$$j_z = m_j \hbar = m_l \hbar + m_s \hbar, \quad (2.12)$$

wobei  $m_j$  die Orientierungsquantenzahl des Gesamtdrehimpulses genannt wird (siehe Abb. 2.7 (b)). Die durch  $m_j$  bestimmten Winkel zwischen  $\mathbf{j}$  und z-Richtung sind in Abb. 2.7 (c) dargestellt. Als Folge der Wechselwirkung zwischen Bahn- und Spindrehimpuls führen  $\mathbf{l}$  und  $\mathbf{s}$  eine Präzessionsbewegung um den Gesamtdrehimpuls  $\mathbf{j}$  aus, die in Abb. 2.7 (b) schematisch dargestellt ist.



**Abb. 2.7:** (a): Eigendrehimpuls eines Elektrons  $s$ . Die zwei möglichen Orientierungsrichtungen zum Magnetfeld (z-Richtung) sind durch die Spinquantenzahl  $m_s$  bestimmt. (b): Vektormodell des Gesamtdrehimpuls  $\mathbf{j}$  aus der Addition von Bahndrehimpuls  $\mathbf{l}$  und Eigendrehimpuls  $\mathbf{s}$ . (c): Projektionen des Drehimpulses  $\mathbf{j}$  auf die z-Achse (Beispiel für  $j = 3/2$ ) [Hak05].

Für ein freies Elektron gilt  $\mathbf{l} = 0$ , somit ist das magnetische Moment durch

$$\boldsymbol{\mu} = \boldsymbol{\mu}_s = -g_s \frac{\mu_B}{\hbar} \mathbf{s} \quad (2.13)$$

gegeben, wobei  $g_s \approx 2$  der Lande'sche g-Faktor für das Elektron ist. Für die z-Komponente des magnetischen Moments gilt

$$\mu_{z,s} = -g_s \mu_B m_s \quad (2.14)$$

Befindet sich das Elektron in Halbleiter, kann der g-Faktor von 2 aufgrund der Wechselwirkung zwischen den Elektronen und dem Halbleiterkristall abweichen.

Mit einem Spinoperator  $\hat{s} = (\hat{s}_x, \hat{s}_y, \hat{s}_z)$  lautet der magnetische Moment-Operator eines einzelnen Elektrons

$$\hat{\mu} = \gamma \hat{s} = \frac{-g_s \mu_B}{\hbar} \hat{s}, \quad (2.15)$$

wobei  $\gamma$  das gyromagnetische Verhältnis und  $g$  der g-Faktor des Elektrons ist. Im externen Magnetfeld  $\mathbf{B}$  lautet der mit  $\hat{\mu}$  verknüpfte Zeeman-Hamilton-Operator

$$\hat{H}_Z = -\hat{\mu} \cdot \mathbf{B}. \quad (2.16)$$

In Faraday-Geometrie mit Elektronspin parallel zur z-Richtung (Richtung des externen Magnetfelds) ergibt sich eine Energieaufspaltung der beiden Spinzustände eines Elektrons:

$$\Delta E_{\uparrow\downarrow} = g_s \mu_B B. \quad (2.17)$$

Ist der Elektronspin senkrecht zum externen Magnetfeld, handelt es um die Voigt-Geometrie. Nach dem Heisenberg-Bild ergibt sich die zeitliche Entwicklung des Spin Zustands als

$$\frac{d}{dt} \hat{s}(t) = \frac{1}{i\hbar} [\hat{s}(t), \hat{H}_Z]. \quad (2.18)$$

Werden Gln. (2.15) und (2.16) in Gl. (2.18) eingesetzt, so lautet die Gleichung dann

$$\frac{d}{dt} \hat{s}(t) = \frac{1}{i\hbar} \cdot \frac{g_s \mu_B}{\hbar} [\hat{s}(t), \hat{s}(t) \cdot \mathbf{B}]. \quad (2.19)$$

Nach der Kommutatorrelation  $[\hat{s}_i, \hat{s}_j] = i\hbar \varepsilon_{ijk} \hat{s}_k$  ergibt sich z. B. für die x-Komponente des Spinoperators

$$\frac{d}{dt} \hat{s}_x = \frac{g_s \mu_B}{\hbar} [\hat{s}_z B_y - \hat{s}_y B_z]. \quad (2.20)$$

Wird Gl. (2.20) in allgemeine Form übertragen, gilt

$$\frac{d}{dt}\hat{\mathbf{s}} = -\frac{g_s\mu_B}{\hbar}\hat{\mathbf{s}} \times \mathbf{B} = \hat{\boldsymbol{\mu}} \times \mathbf{B}. \quad (2.21)$$

Betrachtet man im Fall einer Voigt-Geometrie, dass das Magnetfeld in x-Richtung angelegt ist mit  $\mathbf{B} = B \cdot \mathbf{e}_x$  und ein einzelnes Elektron mit  $s_z = -\hbar/2$  zu dem Zeitpunkt  $t = 0$  in z-Richtung zeigt, so gilt

$$\langle \hat{\mathbf{s}}(0) \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -\hbar/2 \end{pmatrix}. \quad (2.22)$$

Somit ergibt sich die Lösung für Gl. (2.21)

$$\langle \hat{\mathbf{s}}(t) \rangle = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ \sin \omega_L t \\ -\cos \omega_L t \end{pmatrix} \text{ mit } \omega_L = 2\pi\nu = \frac{g\mu_B B}{\hbar}. \quad (2.23)$$

Die Gleichung (2.23) beschreibt eine Präzession des Spinerwartungswerts  $\langle \hat{\mathbf{s}}(t) \rangle$  um das Magnetfeld  $\mathbf{B}$ . Diese Präzession ist als Larmor-Präzession bezeichnet und somit ist die Kreisfrequenz  $\omega_L$  die Larmorfrequenz.

In einem Mehrelektronensystem, werden die obengenannten Drehimpulse  $s$ ,  $\mathbf{l}$  und  $\mathbf{j}$  durch große Symbole  $S$ ,  $\mathbf{L}$  und  $\mathbf{J}$  ersetzt, sowie der Spinoperator  $\hat{s}$  durch  $\hat{S}$ .

Es gilt

$$\mathbf{S} = \sum_i \mathbf{s}_i, \quad \mathbf{L} = \sum_i \mathbf{l}_i \quad \text{und} \quad \mathbf{J} = \mathbf{S} + \mathbf{L}, \quad (2.24)$$

wobei  $\mathbf{l}_i$  und  $\mathbf{s}_i$  dem Bahndrehimpuls und Eigenimpuls des i-ten Elektrons entspricht.

### 2.3.2 Kernspinsystem

Kerne mit einer Protonenzahl von  $Z$  und einer Neutronenzahl von  $N$  werden durch das Zahlenpaar  $(A, Z)$  in der allgemeinen Form  ${}_Z^A X$  oder  ${}^A X$  gekennzeichnet, wobei  $X$  das entsprechende chemische Symbol ist und  $A = N + Z$  die Gesamtzahl der Nukleonen. Kerne, die gleiche Protonenzahl ( $Z$ ) und verschiedene Neutronenzahl ( $N$ ) enthalten, werden als

Isotope bezeichnet. In natürlich vorkommenden Ga liegen die Isotope  $^{69}\text{Ga}$  und  $^{71}\text{Ga}$  in einem Verhältnis von 60,1% zu 39,9% vor.

In Analogie zum Elektronensystem lassen sich die Bausteine des Kerns (Protonen und Neutronen) mit bestimmten ganzzahligen Bahndrehimpulsquantenzahlen  $l = 0, 1, 2, \dots$  und Spinquantenzahl  $s = 1/2$  beschreiben. Der Drehimpuls von Atomkernen  $I$ , der auch Kernspin genannt wird, ergibt sich aus der Addition von Spin und Bahndrehimpuls

$$\mathbf{I} = \sum_{i=1}^A (\mathbf{l}_i + \mathbf{s}_i), \quad (2.25)$$

wobei  $\mathbf{l}_i$  und  $\mathbf{s}_i$  dem Bahndrehimpuls und dem Eigenimpuls des i-ten Nukleons entsprechen. Zum Vergleich sind die Parameter  $g_l$  und  $g_s$  für Elektronen und Nukleonen in Tab. 2.1 dargestellt.

Teilchen	Spin	Ladung	$g_l$	$g_s$
Elektron	1/2	-e	-1	2,0023
Proton	1/2	+e	+1	5,5855
Neutron	1/2	0	0	-3,8263

**Tab. 2.1:** Parameter Spin, Ladung und g-Faktoren  $g_l$  und  $g_s$  für Elektron und Nukleone [Ber75].

Aufgrund der Paarungsenergie werden Neutronen und Protonenpaare gebildet, wodurch ihre Drehimpulse sich gegenseitig absättigen. Dies führt dazu, dass die Kerneigenschaften, wie z. B. Drehimpuls und Dipolmoment eines Kerns, im Wesentlichen durch das letzte ungepaarte Nukleon bestimmt werden.

Aus diesem Grund werden je nachdem ob Z oder N eine gerade (g) oder ungerade (u) Zahl ist, alle Kerne in vier Klassen aufgeteilt: ug-, gu-, gg- und uu-Kerne. Die gg-Kerne haben sowohl aus der Theorie als auch aus entsprechenden experimentellen Resultaten im Grundzustand den Drehimpuls  $I = 0$  und besitzen dadurch kein magnetisches Moment. Für die anderen Kerne wird das magnetische Moment durch das letzte ungepaarte Nukleon bestimmt. Die Kerne mit gerader Massenzahl A besitzen ganzzahlige Spins und die mit ungerader Massenzahl A halbzahlige Spins [Ber75].

Der Beitrag des Kernspins ergibt sich zu  $|\mathbf{I}| = \sqrt{I(I+1)}\hbar$ , wobei  $I$  die Kernspinquantenzahl ist. Ihre z-Komponenten können die Werte  $I_z = -I\hbar, (-I+1)\hbar, \dots, I\hbar$  annehmen. Sie lassen sich mit der entsprechenden magnetischen Quantenzahl  $m_I = -I, (-I+1), \dots, I-1, I$  darstellen.

In Analogie zu Elektronen ergibt sich das magnetische Moment des Kerns zu

$$\boldsymbol{\mu}_I = \frac{\mu_N \mathbf{I}}{\hbar} g_I \quad (2.26)$$

mit 
$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p}, \quad (2.27)$$

wobei  $g_I$  der Kern-g-Faktor ist,  $\mu_N$  das Kernmagneton und  $m_p$  die Masse des Protons.

Zur Unterscheidung wird das magnetische Moment eines Elektrons und eines Kerns mit  $\boldsymbol{\mu}_e$  und  $\boldsymbol{\mu}_I$  gekennzeichnet mit dem jeweiligen Operator

$$\hat{\boldsymbol{\mu}}_e = -\frac{1}{\hbar} g_s \mu_B \hat{\mathbf{s}} \text{ und } \hat{\boldsymbol{\mu}}_I = \frac{1}{\hbar} g_I \mu_B \hat{\mathbf{I}}, \quad (2.28)$$

oder mit dem gyromagnetische Verhältnis  $\gamma$  ausgedrückt:

$$\hat{\boldsymbol{\mu}}_e = \gamma_e \hat{\mathbf{s}} \text{ und } \hat{\boldsymbol{\mu}}_I = \gamma_I \hat{\mathbf{I}}, \quad (2.29)$$

wobei  $\gamma_e = -\frac{1}{\hbar} g_s \mu_B$  und  $\gamma_I = \frac{1}{\hbar} g_I \mu_B$  die gyromagnetischen Verhältnisse für Elektron und Kern darstellen.

### 2.3.3 Wechselwirkungen zwischen Kernspins

Aufgrund der großen Massen von Kernen sind die magnetischen Momente der Kernspins um drei Größenordnungen kleiner als diejenige von den Elektronen. Die Kernspins wechselwirken durch ihre magnetischen Dipole direkt oder über die Wechselwirkung mit den Elektronen. In diesem Abschnitt werden die Kern-Quadrupol-Wechselwirkung und die Kern-Spin-Spin-Wechselwirkung diskutiert.

### Kern-Quadrupol-Wechselwirkung

Das elektrische Potenzial eines homogenen geladenen Rotationsellipsoids lässt sich über ein elektrisches Quadrupol-Moment  $eQ_0$  beschreiben. Durch Integration der ortsabhängigen Ladungsverteilung  $\rho(\mathbf{r})$  über das Volumen  $V$  ergibt sich für einen rotationssymmetrischen Körper [Hak05]

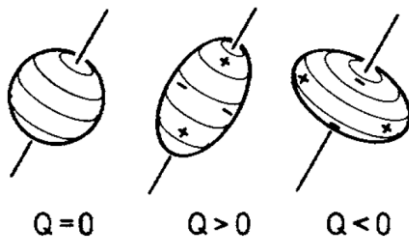
$$eQ_0 = \int_V (3\xi^2 - r^2) \rho(\mathbf{r}) dV, \quad (2.30)$$

wobei  $e$  die elektrische Ladung,  $r$  der Abstand vom Zentrum der Ladungsverteilung und  $\xi$  die Koordinate in der Richtung der Achse der Rotationsymmetrie sind. In einem inhomogenen elektrischen Feld verschiebt sich die Energie des Systems als eine Folge der elektrostatischen Wechselwirkung.

In Kernen, deren Spins  $I \geq 1$  sind, ist die Ladungsverteilung nicht kugelförmig, sondern rotationsellipsoidisch. Dies führt zu, dass bei einem freien Atom das Quadrupol-Moment mit der zugehörigen Kernspinzahl  $I$  zusammenhängt. Es ergibt sich ein über die Zeit gemitteltes effektives Quadrupol-Moment  $Q$  zu [Hak05]

$$Q = Q_0 \frac{I(2I-1)}{(I+1)(2I+3)}. \quad (2.31)$$

Der Zusammenhang zwischen der Ladungsverteilung eines Kernes und ihrem  $Q$  Wert ist in Abb. 2.8 anschaulich dargestellt.



**Abb. 2.8:** Drei verschiedene Ladungsverteilungen eines Kernes und die zugehörigen  $Q$  Werte [Hak05].

Der Hamilton-Operator für die Wechselwirkung zwischen zwei Kernspins lautet [Dov08]

$$\hat{H}_Q = V_{ij} \hat{\mathbf{I}}_i \hat{\mathbf{I}}_j, \quad (2.32)$$

wobei  $\hat{\mathbf{I}}_i$  und  $\hat{\mathbf{I}}_j$  den Operator des  $i$ -ten und  $j$ -ten Kernes und  $V_{ij}$  ein Koeffizient proportional zu dem elektrischen Feldgradienten darstellen. Der elektrische Feldgradient kann durch

verschiedene Ursachen im Kristall erzeugt werden, wie z. B. durch Verformung des Kristalls, Einbau fremder Atome, geladene Störstellen oder optisch generierte Ladungsträger [Dov08].

Der Einfang eines einzelnen Elektrons in einen Donator und das folgende Verschwinden dieses Elektrons durch die optische Rekombination verursachen eine Modulation des lokalen elektrischen Felds [Pag08]. Bei einem ionisierten Donator lautet das elektrische Feld in der Nähe eines Donators

$$E_{off}(r) = \frac{|e|}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r^2}, \quad (2.33)$$

wobei  $e$  die elektrische Ladung,  $\epsilon_0$  die Dielektrizitätskonstante des Vakuums,  $\epsilon_r$  die statische dielektrische Konstante und  $r$  dem Abstand zum Donator entspricht. Sobald ein Elektron von dem Donator eingefangen wird, ändert sich das elektrische Feld zu [Pag08]

$$E_{on}(r) = E_{off}(r)[1 - s(r)], \quad (2.34)$$

mit

$$s(r) = 1 - \left[ 1 + \frac{2r}{a_0} + \frac{2r^2}{a_0^2} \right] e^{-2r/a_0} \quad (2.35)$$

aus dem Gauß'schem Integralsatz und der Elektronen Wellenfunktion, wobei  $a_0$  der Bohr-Radius ist.

Die Fluktuation dieses elektrischen Feldes in der Donator Umgebung lässt sich durch eine Funktion  $h(t)$  beschreiben, die spontan zwischen den Werten  $s(r)\Gamma_t[1 - s(r)\Gamma_t]^{-1}$  und  $-s(r)(1 - \Gamma_t)[1 - s(r)\Gamma_t]^{-1}$  variiert, wobei  $\Gamma_t$  das Verhältnis der Zeit ist, in der das Elektron vom Donator gefangen ist, zur gesamten Zeit. Ihre Korrelationsfunktion entspricht dabei

$$g(\tau) = \langle h(t)h(t - \tau) \rangle = \frac{\Gamma_t(1 - \Gamma_t)s(r)^2}{[1 - s(r)\Gamma_t]^2} e^{\frac{-|\tau|}{\tau_{cQ}}}, \quad (2.36)$$

wobei  $\tau_{cQ}$  die Korrelationszeit für die Quadrupol-Wechselwirkung ist, die von der Rekombinationszeit  $\tau_r$  und der Lebensdauer ionisierter Donatoren  $\tau_c$  bestimmt wird. Es gilt

$$\frac{1}{\tau_{cQ}} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_c} = \frac{1}{\tau_r} + \sigma_c \nu n_f, \quad (2.37)$$

wobei  $\sigma_c$  den Einfangquerschnitt des Donators,  $v$  und  $n_f$  die Geschwindigkeit und Dichte der freien Elektronen darstellen.

Betracht man zunächst die Geometrie, dass das Magnetfeld  $\mathbf{B} = B \cdot \mathbf{e}_z$  senkrecht zur Probenoberfläche liegt, so ergibt sich der Quadrupol-Hamilton-Operator [Dov08]

$$\hat{H}_Q = \hbar \gamma_I b_Q E(r) \sum_{k=1}^2 [\hat{A}_{Qk} + \hat{A}_{Qk}^+], \quad (2.38)$$

mit den Hermiteschen Operatoren

$$\hat{A}_{Q1} = \sin \theta e^{i(\varphi - \pi/2)} [\hat{I}_z \hat{I}_+ + \hat{I}_z \hat{I}_+], \quad (2.39)$$

$$\hat{A}_{Q1}^+ = \sin \theta e^{-i(\varphi - \pi/2)} [\hat{I}_z \hat{I}_- + \hat{I}_z \hat{I}_-], \quad (2.40)$$

$$\hat{A}_{Q2} = -i \cos \theta \hat{I}_+^2 \quad (2.41)$$

und 
$$\hat{A}_{Q2}^+ = i \cos \theta \hat{I}_-^2, \quad (2.42)$$

wobei  $\hat{I}_\pm = \hat{I}_x \pm i\hat{I}_y$  gilt,  $b_Q$  der Verhältniswert des magnetischen Feldes zu dem elektrischen Feld ist,  $\theta$  der Winkel zwischen der z-Achse und dem elektrischen Feld  $\mathbf{E}$  und  $\varphi$  der Winkel zwischen x-Achse und der Ebene senkrecht zu  $\mathbf{E}$  und  $\mathbf{B}$ .

Das lokale Quadrupol-Feld ergibt sich zu

$$B_Q^2 = \frac{3 \text{Tr} \langle \hat{H}_Q^2 \rangle}{I(I+1)(I+2)(\gamma \hbar)^2} = \frac{4}{5} (b_Q E_{\text{eff}})^2 (1 - s\Gamma_t)^2 [4I(I+1) - 3]. \quad (2.43)$$

Der Einfluss der Quadrupol-Wechselwirkung auf die Kernspin-Polarisation ist charakterisiert durch die Zeitkonstante

$$\frac{1}{T_{1Q}^\alpha(r, \theta)} = \Gamma_t (1 - \Gamma_t) \left\{ \gamma_I b_Q^\alpha [E_{\text{off}}(r) - E_{\text{on}}(r)] \right\}^2 \sum_k \frac{2K_k(\theta) \tau_{cQ}}{1 + \omega_k^2 \tau_{cQ}^2}, \quad (2.44)$$

wobei der numerische Parameter  $K_k(\theta)$  die Winkelabhängigkeit beschreibt. Es gilt

$$K_k(\theta) = \frac{\text{Tr} \left\{ \hat{I}_z [\hat{A}_{Qk}, [\hat{A}_{Qk}^+, \hat{I}_z]] \right\}}{\text{Tr} [\hat{I}_z^2]}, \quad (2.45)$$



$$K_1(\theta) = \frac{2}{5} [4I(I+1) - 3] \cdot \frac{E_{off \perp}^2(r, \theta)}{E_{off}^2(r)} \quad (2.46)$$

und

$$K_1(\theta) + K_2(\theta) = \frac{2}{5} [4I(I+1) - 3] \cdot \left[ 1 + 3 \frac{E_{off \parallel}^2(r, \theta)}{E_{off}^2(r)} \right], \quad (2.47)$$

wobei  $E_{off \parallel} = E_{off} \cos \theta$  und  $E_{off \perp} = E_{off} \sin \theta$  die parallele und die senkrechte Komponente des elektrischen Feldes sind.

$\omega_k$  in Gl. (2.44) ist die Zeeman-Energie aus den Übergängen verschiedener Spins gegeben durch

$$\hbar \omega_k = k \hbar \gamma_I B, \quad (k = 1, 2). \quad (2.48)$$

In GaAs ist  $s(a_0) \approx 0,3$  und  $E_{off}(a_0)$  ist in der Größenordnung von  $10^6$  V/m [Pag08]. Diese große Modulationsamplitude führt dazu, dass die Quadrupol-Wechselwirkung für die Kerne, die sich in der Nähe der Donatoren befinden, ein effizienter Kernspin-Relaxationsmechanismus ist.

### Kern-Spin-Spin-Wechselwirkung

Die Kern-Spin-Spin-Wechselwirkung ist die Summe aus Dipol-Dipol-, Pseudodipol- und Spin-Austausch-Wechselwirkungen [Pag77]. Es gilt

$$\hat{H}_{SS} = \sum_{i > j} (\hat{H}_{D,ij} + \hat{H}_{PD,ij} + \hat{H}_{E,ij}), \quad (2.49)$$

wobei  $\hat{H}_{D,ij}$  die Dipol-Dipol-,  $\hat{H}_{PD,ij}$  Pseudodipol und  $\hat{H}_{E,ij}$  die Spin-Austausch-Wechselwirkung beschrieben.

Die wichtigste davon ist die Dipol-Dipol-Wechselwirkung [Dov08]. Sie lässt sich durch den folgenden Hamilton-Operator beschreiben [Abr61]

$$\hat{H}_{D,ij} = \sum_{i > j} \left( \frac{\gamma_i \gamma_j \hbar^2}{r_{ij}^3} (\hat{\mathbf{I}}_i \cdot \hat{\mathbf{I}}_j) - 3 \frac{(\hat{\mathbf{I}}_i \cdot \mathbf{r}_{ij})(\hat{\mathbf{I}}_j \cdot \mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^2} \right), \quad (2.50)$$

wobei  $\mathbf{r}_{ij}$  der Verbindungsvektor von Kern  $i$  nach Kern  $j$  ist.

Die Spin-Austausch-Wechselwirkung beschreibt den isotropen Austausch zwischen den Kernspins und die Pseudodipol- Wechselwirkung beschreibt den anisotropen Austausch, der sich auf die Spin-Bahn-Wechselwirkung zurückführen lässt [Vle37, Blo55]. Die Pseudodipol- und Spin-Austausch-Wechselwirkung sind gegeben durch

$$\hat{H}_{PD,ij} = B_{ij} \hat{H}_{D,ij} \quad (2.51)$$

und

$$\hat{H}_{E,ij} = a_{ij} \frac{\gamma_i \gamma_j \hbar^2}{r_{ij}^3} \hat{\mathbf{I}}_i \cdot \hat{\mathbf{I}}_j, \quad (2.52)$$

wobei  $B_{ij}$  und  $a_{ij}$  entsprechende numerische Parameter sind [Pag77].

Die Kern-Spin-Spin-Wechselwirkung verursacht ein schwankendes lokales Dipol-Feld  $B_L$ , das auf die Kernspins wirkt. Dies lässt sich mit folgender Formel ausdrücken [Pag77]:

$$B_L^2 = Tr \hat{H}_{SS}^2 / \left( \frac{1}{3} Tr \sum_{\alpha} n_{\alpha} \gamma_{\alpha}^2 \hbar^2 I_{\alpha}^2 \right), \quad (2.53)$$

wobei  $n_{\alpha}$  die Anzahl des Spins des Isotrops  $\alpha$  ist.

Die Polarisationsgrade benachbarter Kerne werden ausgeglichen, was eine Folge der Kern-Spin-Spin-Kopplung ist. Dies resultiert in einer Kernspin-Diffusion. Der entsprechende Diffusionskoeffizient des Kernspins lautet [Khu66]

$$D_I \approx d^2 T_{I,2}^{-1}, \quad (2.54)$$

wobei  $d$  dem Abstand benachbarter Kerne entspricht und  $T_{I,2}$  der Relaxationszeit des Kernspins. Auf Grund des kleinen Diffusionskoeffizienten (z. B. bei GaAs ist  $D_I = 10^{-13} \text{ cm}^2 / \text{s}$  [Pag82]) ist die Kernspin-Diffusion langsamer als andere Prozesse der Spindynamik.

### 2.3.4 Elektron-Kernspin Wechselwirkung

#### Hyperfein-Wechselwirkung

Die Hyperfein-Kopplung zwischen einem Kernspin und einem s-Elektron [Dya08, Abr61], ergibt sich aus dem Fermi-Kontakt-Hamilton-Operator [Abr61, Pag77]

$$\hat{H}_F = \frac{2}{3} \mu_0 g_0 \mu_B \gamma_I \hbar \hat{\mathbf{S}} \cdot \hat{\mathbf{I}} \delta(\mathbf{r}), \quad (2.55)$$

wobei  $\hat{\mathbf{S}}$  und  $\hat{\mathbf{I}}$  der Spinoperator des Elektrons bzw. des Kerns ist,  $g_0 \approx 2$  der g-Faktor eines freien Elektrons,  $\mathbf{r}$  die relative Koordinate des Elektrons bezüglich des Kerns,  $\delta(\mathbf{r})$  die Dichte der elektronischen Wellenfunktion am Ort des Kerns. Der über die orbitale Koordinate gemittelte Spin-Hamilton-Operator ergibt sich zu

$$\hat{H}_F = \frac{2}{3} \mu_0 g_0 \mu_B \gamma_I \hbar \hat{\mathbf{S}} \cdot \hat{\mathbf{I}} |\psi(0)|^2, \quad (2.56)$$

wobei  $|\psi(0)|^2$  dem Betragsquadrat der Elektron-Wellenfunktion  $\psi(\mathbf{r})$  am Ort des Kerns entspricht.

Für ein Elektron mit einem Zustand  $q$  in der Nähe der Leitungsbandkante gilt [Pag77]

$$\psi_q(\mathbf{r}) = F_q(\mathbf{r}) u_0'(\mathbf{r}) = F_q(\mathbf{r}) u_0(\mathbf{r}) (V/\Omega)^{1/2}, \quad (2.57)$$

wobei  $F(\mathbf{r})$  die Einhüllende der Elektronen-Wellenfunktion ist,  $u_0(r)$  die Bloch-Funktion an der Leitungsbandkante ( $k=0$ ),  $u_0'(\mathbf{r})$  eine normierte Funktion,  $V$  das Volumen des Kristalls und  $\Omega$  das Volumen der Einheitszelle.

Die Dichte der Elektronen an einem Kern des Isotops  $\alpha$  ergibt sich zu [Pag77]

$$d_\alpha = \left| u_0'(\mathbf{r}_\alpha) \right|^2, \quad (2.58)$$

wobei  $\mathbf{r}_\alpha$  die relative Koordinate des Elektrons bezüglich des Kerns des Isotops  $\alpha$  ist.

Mit einer Hyperfein-Konstante  $A_{hf,\alpha} = \frac{2}{3} \mu_0 g_0 \mu_B \gamma_\alpha \hbar d_\alpha$  lässt sich Gl. (2.55) umformen

$$\hat{H}_{F,\alpha} = A_{hf,\alpha} |F(\mathbf{r})|^2 \hat{\mathbf{S}} \cdot \hat{\mathbf{I}}, \quad (2.59)$$

Bei Anwesenheit eines Magnetfeldes entlang der z-Richtung erhält man aus Gl. (2.59) den folgenden Ausdruck

$$\hat{H}_{F,\alpha} = A_{hf,\alpha} |F(\mathbf{r})|^2 \left[ \frac{1}{2} (\hat{I}_+ \hat{S}_- + \hat{I}_- \hat{S}_+) + \hat{I}_z \hat{S}_z \right], \quad (2.60)$$

wobei  $\hat{I}_\pm = \hat{I}_x \pm i\hat{I}_y$  und  $\hat{S}_\pm = \hat{S}_x \pm i\hat{S}_y$ .

Der erste Term  $\frac{1}{2}(\hat{I}_+ \hat{S}_- + \hat{I}_- \hat{S}_+)$  beschreibt den Spinaustausch zwischen dem Elektron und dem Kern durch einen Spin Flip-Flop Prozess. Aufgrund der Spinerhaltung führt eine Drehung des Elektronspins zu einer Mitdrehung des Kernspins in die Gegenrichtung. Durch diesen Term des Hyperfein-Hamilton-Operators werden viele Prozesse beschrieben wie z. B. die Dephasierung der Elektronspins und die Relaxation der Kernspins.

Der zweite Term  $\hat{I}_z \hat{S}_z$  beschreibt eine Zeemanenergieverschiebung für das Elektron, wenn eine Kernspinpolarisation existiert, und vice versa. Durch diese Kopplung werden Kernspins bei Anwesenheit von spinpolarisierten Elektronen ebenfalls polarisiert.

### **Knightfeld**

Für einen Kern  $i$  an der Position  $\mathbf{r}_i$  werden die Elektronenspins  $S_q$  des Zustands  $\psi_q$  als ein effektives Magnetfeld (Knightfeld)  $\mathbf{B}_e^i$  wahrgenommen. Es gilt [Pag77]

$$\mathbf{B}_e^i = -\frac{2\mu_0 g_0 \mu_B}{3} \sum_q S_q |\psi_q(\mathbf{r}_i)|^2. \quad (2.61)$$

Für ein freies Elektron im Leitungsband lautet

$$F_q(\mathbf{r}) = (\Omega/V)^{1/2}, \quad (2.62)$$

wobei  $V$  dem Volumen des Kristalls entspricht. Im Fall eines Donator-gebundenen Elektrons ergibt sich

$$F_q(\mathbf{r}) = (\Omega/\pi a_0^3)^{1/2} \exp(-r/a_0), \quad (2.63)$$

wobei  $a_0$  der Bohr-Radius der Donator gebundenen Elektronen ist.

Werden Gln. (2.62) und (2.63) in Gln (2.57) eingesetzt, so ist ersichtlich, dass der Parameter  $|\psi(\mathbf{r})|^2$ , welche den Überlapp von Elektronen-Wellenfunktion mit dem Kern beschreibt, sich

um mehrere Größenordnungen zwischen lokalisierten, Donator gebundenen Elektronen und freien Elektronen unterscheidet. Daher ist gemäß Gl. (2.61) ein viel größeres Knightfeld von lokalisierten, Donator-gebundenen Elektronen zu erwarten als von freien Elektronen.

Während die Wirkung des Knightfeldes eines freien Elektrons auf die Kerne vernachlässigt werden kann, spielt das Knightfeld eines lokalisierten Elektrons eine wichtige Rolle für die Kopplung zwischen Elektron- und Kernspinsystem. Für ein Kern des Isotops  $\alpha$ , der sich im Abstand  $r$  zu einem Donator-gebundenen Elektron befindet, ergibt sich das Knightfeld dieses Elektrons aus Gln. (2.57), (2.61) und (2.63) zu

$$\mathbf{B}_e^\alpha(r) = b_e^\alpha(r) \mathbf{S} = b_e^\alpha(0) \mathbf{S} \exp(-2r/a_0), \quad (2.64)$$

mit 
$$b_e^\alpha(0) = -\frac{2}{3} \mu_0 g_0 \mu_B (\Omega / \pi a_0^3) d_\alpha. \quad (2.65)$$

Für GaAs gilt  $b_e^{69\text{Ga}}(0) = b_e^{71\text{Ga}}(0) = -13 \text{ mT}$  und  $b_e^{75\text{As}}(0) = -22 \text{ mT}$  [Pag77].

### Overhauserfeld

Auf die gleiche Weise wirken die Kernspins  $\mathbf{I}_i$  als ein effektives Magnetfeld für die Elektronen des Zustands  $q$ , das Kernfeld oder Overhauserfeld genannt wird. Es gilt [Pag77]

$$\mathbf{B}_n^q = \frac{2\mu_0 g_0}{3g^*} \hbar \sum_i \gamma_i \mathbf{I}_i |\psi_q(\mathbf{r}_i)|^2, \quad (2.66)$$

wobei  $g^*$  der effektive g-Faktor des Elektrons im Festkörperkristall ist. Das Kernfeld des Isotops  $\alpha$  ergibt sich zu [Pag77]

$$\mathbf{B}_\alpha^q = \frac{2\mu_0 g_0}{3g^*} \hbar \gamma_\alpha \langle \mathbf{I}_\alpha \rangle \sum_{i \in \alpha} |\psi_q(\mathbf{r}_i)|^2, \quad (2.67)$$

wobei  $\langle \mathbf{I}_\alpha \rangle$  der Mittelwert des Spins des Isotops  $\alpha$  ist.

Wenn die Kernspinpolarisation homogen ist, gilt nach Gln. (2.57) und (2.67)

$$\mathbf{B}_N^\alpha = \frac{2\mu_0 g_0}{3g^*} \hbar \gamma_\alpha \chi_\alpha d_\alpha \langle \mathbf{I}_\alpha \rangle, \quad (2.68)$$

wobei  $\chi_\alpha$  dem natürlichen Vorkommen des Isotops  $\alpha$  entspricht. Das gesamte Kernfeld über alle Isotope ergibt sich zu

$$\mathbf{B}_N = \sum_{\alpha} \mathbf{B}_N^{\alpha} = \sum_{\alpha} \frac{2}{3} \mu_0 \frac{g_0}{g} \hbar \gamma_{\alpha} \chi_{\alpha} d_{\alpha} \langle \mathbf{I}_{\alpha} \rangle = \sum_{\alpha} b_{\alpha} \langle \mathbf{I}_{\alpha} \rangle. \quad (2.69)$$

Das Kernfeld  $\mathbf{B}_N$  wirkt im Gegensatz zur Hyperfein-Wechselwirkung auf alle Elektronen, ganz unabhängig von ihren lokalisierten Volumen [Dov08].

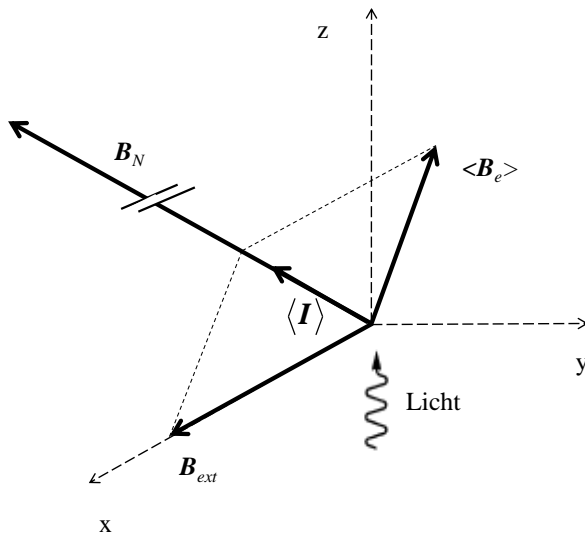
### Kopplung zwischen Elektron- und Kernspins

Bei einer optischen Anregung mit zirkular polarisiertem Licht können Kernspins in Halbleitern ausgerichtet werden. Dies ist eine Folge der Drehimpuls-Übertragung von optisch orientierten Elektronen zu Kernen. Der Prozess wird dynamische Kernspinpolarisation (engl.: Dynamic Nuclear Polarization, DNP) genannt.

Aufgrund des Zeeman-Terms in Gl. (2.60) werden Kernspins in die Richtung  $\mathbf{B}_{ext} + \mathbf{B}_e$  polarisiert. Es gilt

$$\frac{\langle \mathbf{I} \rangle}{|\langle \mathbf{I} \rangle|} = \frac{\mathbf{B}_N}{|\mathbf{B}_N|} = \frac{\mathbf{B}_{ext} + \langle \mathbf{B}_e \rangle}{|\mathbf{B}_{ext} + \langle \mathbf{B}_e \rangle|}. \quad (2.70)$$

Im Fall der Voigt Geometrie, wie in Abb. 2.9 schematisch dargestellt, präzidieren die Elektronspins um  $\mathbf{B}_{ext}$  und das Knightfeld  $\mathbf{B}_e$ . Dabei wird das zeitliche gemittelte Knightfeld  $\langle \mathbf{B}_e \rangle$  in Gl. (2.70) eingesetzt.



**Abb. 2.9:** Geometrie der gekoppelten Spins und ihrer Felder. Gemittelter Kernspin  $\langle \mathbf{I} \rangle$  und  $\mathbf{B}_N$  sind in Richtung  $\mathbf{B}_{ext} + \langle \mathbf{B}_e \rangle$  ausgerichtet. Nach [Pag77].

Wenn  $\mathbf{B}_N$  in der gleichen Größenordnung wie  $\mathbf{B}_{ext}$  liegt, ändert sich das effektive Magnetfeld  $\mathbf{B}_{eff} = \mathbf{B}_{ext} + \mathbf{B}_N$  für das Elektron während des Aufbaus des Kernfeldes  $\mathbf{B}_N$  und somit ändert sich  $\mathbf{S}$  und  $\mathbf{B}_e$ . Der Ausdruck für diese Kopplung ist

$$\frac{d\langle \mathbf{S} \rangle}{dt} = -\frac{\langle \mathbf{S} \rangle - \langle \mathbf{S}_0 \rangle}{T_{1*}^e} - \frac{g^* \mu_B}{\hbar} \langle \mathbf{S} \rangle \times (\mathbf{B}_{ext} + \mathbf{B}_N), \quad (2.71)$$

wobei  $T_{1*}^e$  die Spinrelaxation der Elektronen beschreibt und  $\langle \mathbf{S}_0 \rangle$  dem Mittelwert des Elektronspins bei  $t=0$  entspricht. Der erste Term beschreibt die Spinrelaxation und der zweite Term beschreibt die Larmorpräzession der Elektronspins um das effektive Magnetfeld  $\mathbf{B}_{eff} = \mathbf{B}_{ext} + \mathbf{B}_N$ .

Kernspins werden wie in Abb. 2.9 gezeigt entlang des effektiven Magnetfelds für den Kern  $\mathbf{B}_{ext} + \langle \mathbf{B}_e \rangle$  ausgerichtet. Die Kernspin Relaxationszeit durch die Hyperfein-Wechselwirkung ist gegeben durch [Pag08]

$$\frac{1}{T_{1H}^\alpha(r)} = \Gamma_t [\gamma_\alpha b_e^\alpha(r)]^2 \frac{2\tau_{cH}}{1 + \omega_H^2 \tau_{cH}^2}, \quad (2.72)$$

wobei die  $\tau_{cH}$  die Korrelationszeit der Hyperfein-Wechselwirkung und  $\hbar\omega_H$  die Zeeman-Energie bei dem Flip-Flop Prozess darstellen. Es gilt

$$\hbar\omega_H \approx \hbar\gamma_e |\mathbf{B}_{ext} + \mathbf{B}_N|. \quad (2.73)$$

Für n-dotiertes GaAs ist  $\Gamma_t$  während der optischen Anregung durch den Einfangquerschnitt des Donators  $\sigma_c$ , die Rekombinationszeit  $\tau_r$ , die Geschwindigkeit  $v$  und die Dichte  $n_f$  der freien Elektronen gegeben [Pag08]

$$\Gamma_t = \frac{\sigma_c \tau_r v n_f}{1 + \sigma_c \tau_r v n_f}. \quad (2.74)$$

Die Korrelationszeit der Hyperfein-Wechselwirkung ist gegeben durch

$$\frac{1}{\tau_{cH}} = \frac{1}{2\tau_r} + \frac{1}{T_1} + \frac{1}{\tau_{ex}}, \quad (2.75)$$

wobei  $T_1$  die Spin-Gitter-Relaxationszeit und  $\tau_{ex}$  die charakteristische Zeitkonstante für den Spinaustausch-Prozess zwischen Donator gebundenen Elektronen und freien Elektronen ist. Es gilt

$$\frac{1}{\tau_{ex}} \approx \sigma_e \nu n_f, \quad (2.76)$$

wobei  $\sigma_e$  der Querschnitt des Spin-Austauschprozesses ist [Pag81].

Aufgrund des dominierenden Spinaustausch-Prozesses, dessen Zeitkonstante um einige Größenordnungen kürzer ist als der anderen beiden Prozesse (Spin-Gitter-Relaxation mit der Relaxationszeit  $T_1$  und Rekombination mit  $\tau_r$ ), ergibt sich

$$\frac{1}{\tau_{cH}} \approx \sigma_e \nu n_f. \quad (2.77)$$

### Dynamische Kernspinpolarisation

Werden die durch das Magnetfeld erzeugte Kern- und Elektronspin-Polarisation sowie die Kernspin-Gitter-Relaxation vernachlässigt, so lässt sich die zeitabhängige z-Komponente des gemittelten Kernspins  $\langle I_z^\alpha \rangle$  von Isotop  $\alpha$  über die drei oben bereits erwähnten Kernspin-Relaxationsmechanismen ermitteln: die Hyperfein-Wechselwirkung, die Quadrupol-Wechselwirkung und die Kernspin-Diffusion (siehe Gl.(2.54)). Es gilt [Pag08]

$$\frac{d\langle I_z^\alpha(r, \theta) \rangle}{dt} = -\frac{1}{T_{1H}^\alpha(r)} \left( \langle I_z^\alpha(r, \theta) \rangle - \frac{4}{3} [I(I+1)] \langle S_z \rangle \right) - \frac{1}{T_{1Q}^\alpha(r, \theta)} \langle I_z^\alpha(r, \theta) \rangle + D_I \Delta \langle I_z^\alpha(r, \theta) \rangle, \quad (2.78)$$

wobei  $\langle S_z \rangle$  der z-Komponente des gemittelten Elektronspins entspricht.

In der Nähe der Donatoren kann die Spin-Diffusion aufgrund der im Vergleich zu den anderen Relaxationsmechanismen relativ geringen Auswirkung vernachlässigt werden. Dann erhält man für den gemittelten Kernspin von Isotop  $\alpha$  [Pag08]

$$\langle I_z^\alpha(r, \theta) \rangle = \frac{4}{3} \frac{f^\alpha(r, \theta)}{1 + f^\alpha(r, \theta)} [I(I+1)] \langle S_z \rangle = \frac{4}{3} p^\alpha(r, \theta) [I(I+1)] \langle S_z \rangle, \quad (2.79)$$

mit 
$$f^\alpha(r, \theta) = \frac{T_{1Q}^\alpha(r, \theta)}{T_{1H}^\alpha(r)}. \quad (2.80)$$



Dabei ist die Kernspin-Polarisation definiert als

$$p^\alpha(r, \theta) = \frac{f^\alpha(r, \theta)}{1 + f^\alpha(r, \theta)}. \quad (2.81)$$

Aus diesen drei letzten Gleichungen ist ersichtlich, dass die Kernspin-Polarisation hauptsächlich von dem Wechselspiel zwischen der Hyperfein- und der Quadrupol-Wechselwirkung bestimmt wird.

Anhand der im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Relaxationszeiten für die Hyperfein- ( $\tau_{cH}$ ) und Quadrupol-Wechselwirkung ( $\tau_{cQ}$ ) lässt sich die Kernspin-Polarisation gemäß Gln. (2.79), (2.80) und (2.81) berechnen.

Wenn die Bedingungen  $\omega_H^2 \tau_{cH}^2 \ll 1$ ,  $\omega_1^2 \tau_{cQ}^2 \ll 1$  und  $\omega_2^2 \tau_{cQ}^2 \ll 1$  ( $\omega_1$ ,  $\omega_2$  und  $\omega_H$  sind in Gln. (2.48) und (2.73) definiert) erfüllt sind, lassen sich die Gl. (2.72) und Gl. (2.44) vereinfachen zu

$$\frac{1}{T_{1H}^\alpha(r)} \approx \Gamma_t [\gamma_I b_e^\alpha(r)]^2 \quad (2.82)$$

und 
$$\frac{1}{T_{1Q}^\alpha(r, \theta)} = \Gamma_t (1 - \Gamma_t) \left\{ \gamma_I b_Q^\alpha [E_{off}(r) - E_{on}(r)] \right\}^2 2\tau_{cQ} [K_1(\theta) + K_2(\theta)]. \quad (2.83)$$

Setzt man  $T_{1H}^\alpha(r)$  aus Gl. (2.82),  $T_{1Q}^\alpha(r, \theta)$  aus Gl. (2.83) und  $K_1(\theta) + K_2(\theta)$  aus Gl. (2.47) in Gl. (2.80) ein, so erhält man

$$f(r, \theta) \approx \frac{f_0^\alpha \varphi(r)}{1 + 3 \cos^2 \theta}, \quad (2.84)$$

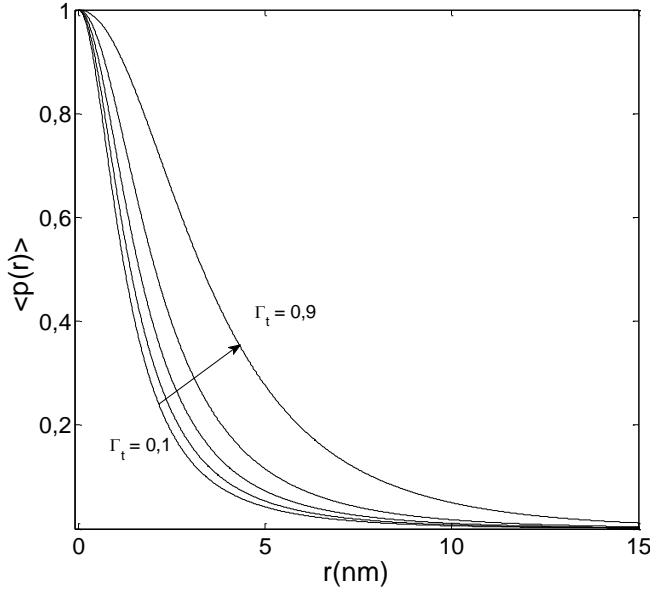
$$\varphi(r) = \frac{e^{-4(r/a_0^*-1)}}{s(r)^2} \left( \frac{r}{a_0} \right)^4 \quad (2.85)$$

und 
$$f_0^\alpha = \frac{5}{2} [4I(I+1) - 3]^{-1} (1 - \Gamma_t)^{-1} \frac{\tau_{cH}}{\tau_{cQ}} \left( \frac{b_e^\alpha(a_0)}{b_Q E_{off}(a_0)} \right)^2. \quad (2.86)$$

Damit lautet die über alle Winkel gemittelte Kernspin-Polarisation

$$\langle p^\alpha(r) \rangle = \frac{\int \sin \theta p^\alpha(r, \theta) d\theta d\varphi}{\int \sin \theta d\theta d\varphi} = \frac{f_0^\alpha \varphi(r)}{\sqrt{3[1 + f_0^\alpha \varphi(r)]}} \arctg \left[ \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{1 + f_0^\alpha \varphi(r)}} \right]. \quad (2.87)$$

Mittels Gl. (2.86) und (2.87) ist  $\langle p(r) \rangle$  für  $^{75}\text{As}$  in Abb. 2.10 dargestellt.



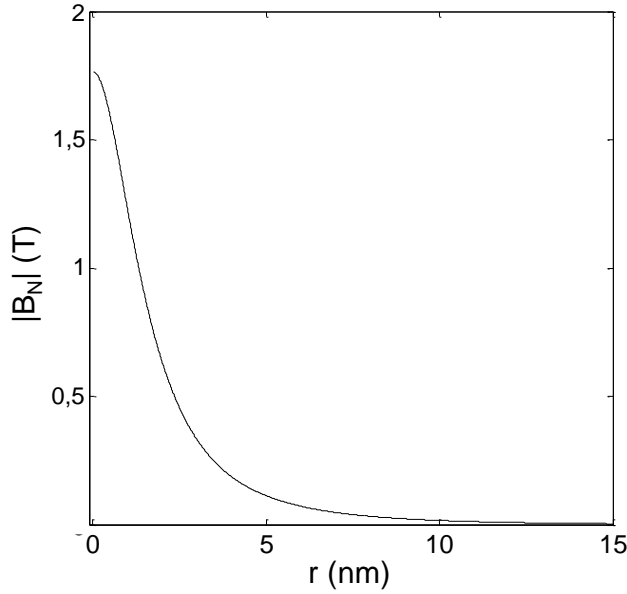
**Abb. 2.10:** Polarisationsgrad  $\langle p(r) \rangle$  als Funktion der  $\Gamma_t$  für  $^{75}\text{As}$ , von links nach rechts  $\Gamma_t = 0,1, 0,3, 0,5, 0,7$  und  $0,9$  mit  $a_0 = 10\text{nm}$ .

Hier ist eine lokale Kernspinpolarisation erkennbar. Am Ort eines Donators ( $r = 0$ ) befindet sich ein Maximum und mit steigendem Abstand  $r$  wird die Kernspinpolarisation durch die Quadrupolar-Wechselwirkung reduziert. Wie bereits in Gl. (2.74) definiert wurde, beschreibt die Zeit  $\Gamma_t$ , wie lange das Elektron von Donator gefangen ist. Je größer  $\Gamma_t$  ist, je weniger ist die Quadrupolar-Wechselwirkung moduliert, desto ineffizienter wird die Kernspinrelaxation.

Werden Gl. (2.79) und Gl. (2.87) in Gl. (2.69) eingesetzt, so ergibt sich ein durch DNP entstehendes Kernfeld

$$B_N = \frac{4}{3} \sum_{\alpha} b_{\alpha} \langle p^{\alpha}(r) \rangle [I(I+1)] \langle S_z \rangle. \quad (2.88)$$

Für GaAs gilt  $I = 3/2$ ,  $b_{(^{75}\text{As})} \approx -1,84\text{T}$ ,  $b_{(^{69}\text{Ga})} \approx -0,91\text{T}$  und  $b_{(^{71}\text{Ga})} \approx -0,78\text{T}$  [Pag77].



**Abb. 2.11:** Lokales Kernfeld  $|\mathbf{B}_N(r)|$  für GaAs mit  $\langle S_z \rangle = 0,1$  und  $\Gamma_t = 0,5$ .

In Abb. 2.11 ist das simulierte lokale Kernfeld  $|\mathbf{B}_N(r)|$  dargestellt mit  $\Gamma_t = 0,5$  und  $\langle S_z \rangle = 0,1$ . Das maximale Kernfeld  $|\mathbf{B}_N(0)|$  beträgt 1,76 T. Das stimmt gut mit der Literatur ( $|\mathbf{B}_N| = 1,7$  T bei  $\Gamma_t = 0,5$  und  $\langle S_z \rangle = 0,1$  [Pag77]) überein. In Analogie zur Abb. 2.10 erkennt man ein lokales Kernfeld, das sich in der Nähe des Donators befindet. Bei einem Abstand von  $r \approx 2$  nm sinkt das Kernfeld um 50% ab. Die inhomogene Verteilung des Kernfelds hat zur Folge, dass das effektive Kernfeld für die lokalisierten Donator Elektronen und die freien Elektronen aufgrund ihrer unterschiedlichen Wellenfunktion unterschiedlich ist.

Als Resultat führt die Elektron-Kernspin Wechselwirkung zu einem gekoppelten Elektronspin-und Kernspinsystem. Spinpolarisierte Elektronen bewirken ein Knightfeld auf Kerne und führen zu einer dynamischen Kernspinpolarisation (DNP). Zeitkonstante, Größe und Ortsabhängigkeit der DNP sind, wie Gl. (2.79) beschreibt, von der Hyperfein-Wechselwirkung, der Quadrupol-Wechselwirkung und der Kernspin-Diffusion bestimmt. Die Hyperfein-Wechselwirkung verursacht eine Spinrelaxation der Elektronen durch den DNP-Prozess und die polarisierten Kernspins verursachen ein Overhauserfeld auf die Elektronen.

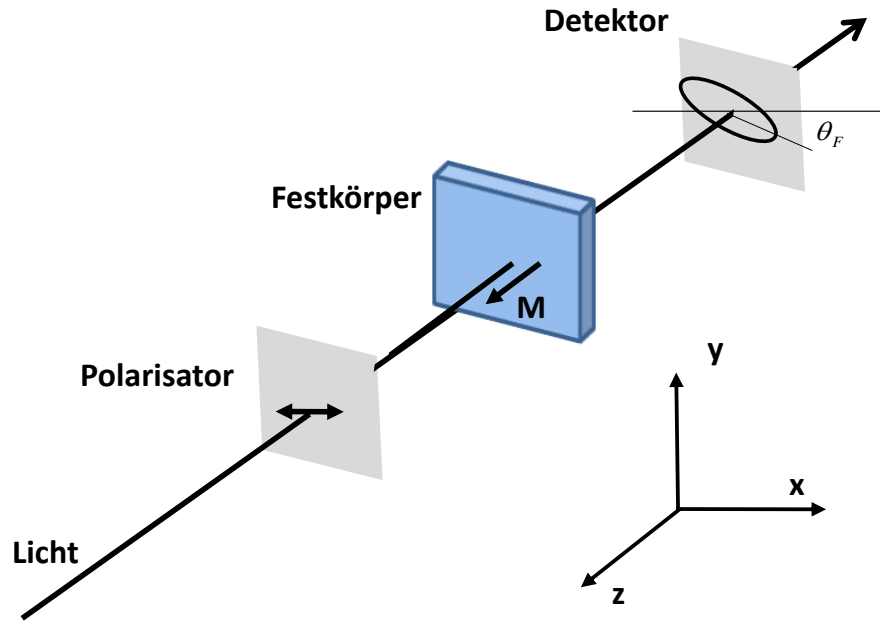
# 3

## Die zeitaufgelöste Faraday- und Kerr-Rotation-Messtechnik

### 3.1 Magneto-optischer Faraday- und Kerr-Effekt

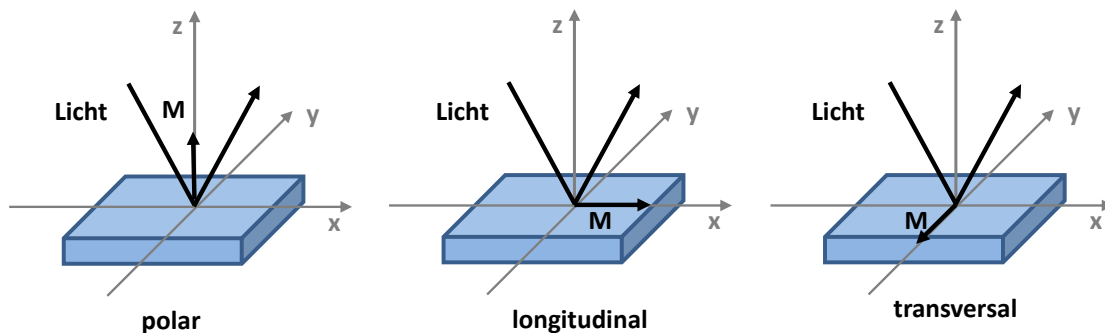
Die magneto-optischen Faraday- und Kerr-Effekt beschreiben eine Drehung der Polarisationssebene von linear polarisiertem Licht beim Passieren einer Festkörperschicht bzw. bei der Reflexion an einer Festkörperoberfläche, die von einer Magnetisierung innerhalb dieses Festkörpers verursacht wird.

In Abb. 3.1 ist der Faraday-Effekt schematisch dargestellt. Wenn das linear polarisierte Licht durch ein magnetisiertes Medium geschickt wird, wird nicht nur eine Drehung der Polarisationssebene erzeugt, sondern auch eine Elliptizität.



**Abb. 3.1:** Schematische Darstellung des Faraday-Effektes.

Je nach Orientierung der Magnetisierung  $M$  in Bezug auf den Vektor der Halbleiteroberfläche und die Lichteinfallsebene sind beim Kerr-Effekt drei Grund-Geometrien zu unterscheiden: polare, transversale und longitudinale Geometrie.



**Abb. 3.2:** Drei Grund-Geometrien des Kerr-Effekts: polare Geometrie ( $M$  senkrecht zur Probenebene), transversale ( $M$  in der Probenebene und senkrecht zur Einfallsebene des Lichtes) und longitudinale ( $M$  in der Probenebene und in der Einfallsebene des Lichtes).

Die makroskopische Beschreibung für die oben genannten magneto-optischen Effekte beruht im Wesentlichen auf der Differenz der optischen Koeffizienten von links und rechts zirkular polarisiertem Licht. Unterscheidet sich der komplexe Brechungsindex  $n$  für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht ( $\Delta n = n_r - n_l \neq 0$ ), so handelt sich um eine zirkulare Doppelbrechung, bei einem Unterschied im Absorptionskoeffizienten  $\kappa_{l,r}$  um einen zirkularen Dichroismus.

In dieser Arbeit wurden Laserpulse verwendet, deren Einfallswinkel nahezu senkrecht zu der Probenoberfläche liegt. Unmittelbar nachdem die spinpolarisierten Elektronen in einem Halbleiter erzeugt wurden, entsteht eine Magnetisierung, die senkrecht zur Probenoberfläche liegt, sodass es sich um eine polare Geometrie handelt. Mit einem angelegten externen Magnetfeld  $\mathbf{B}_{ext}$  senkrecht zur Probenoberfläche präzediert diese Magnetisierung  $\mathbf{M}$  um  $\mathbf{B}_{ext}$ , was dazu führt, dass während einer Drehung um  $\pi/2$ , sich diese polare Geometrie allmählich zu einer transversalen Geometrie wandelt.

#### 3.1.1 Faraday Effekt

Eine in x-Richtung polarisierte elektromagnetische Welle, die sich in z-Richtung ausbreitet, besitzt ein elektrisches Feld

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \begin{pmatrix} E_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot e^{i(k_z z - \omega t)}, \quad (3.1)$$

wobei  $\omega$  der Kreisfrequenz und  $k_z$  der komplexen Kreiswellenzahl der Welle entspricht. Die komplexe Kreiswellenzahl  $k_z = n \cdot 2\pi / \lambda_0$  ist durch den komplexen Brechungsindex  $n = n + i\kappa$  gegeben, wobei  $n$  die Brechzahl und  $\kappa$  der Absorptionskoeffizient ist.

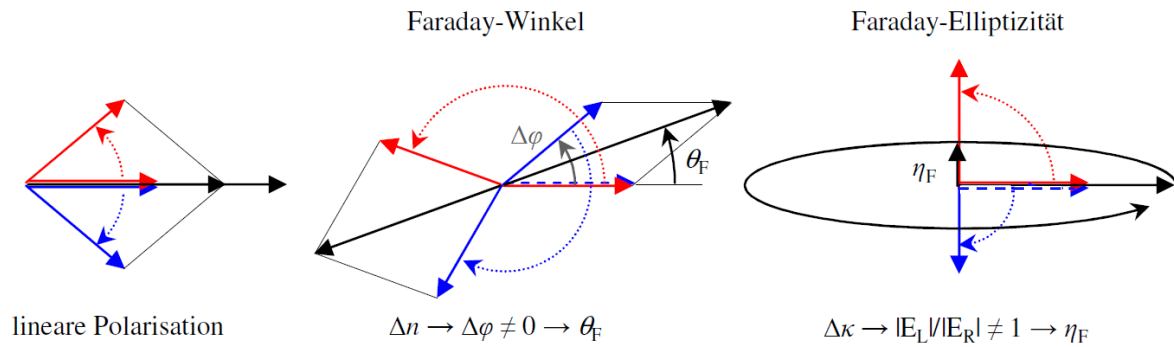
Zerlegt man die linear polarisierte Welle  $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$  in ihre links- und rechts zirkular polarisierte Komponenten mit den Einheitsvektoren  $\mathbf{e}_l = 1/\sqrt{2}(\mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y)$  und  $\mathbf{e}_r = 1/\sqrt{2}(\mathbf{e}_x - i\mathbf{e}_y)$ , so lässt sich Gl. (3.1) umformulieren als

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \exp\left(i(n_l \frac{2\pi}{\lambda_0} z - \omega t)\right) \mathbf{e}_l + \frac{E_0}{\sqrt{2}} \exp\left(i(n_r \frac{2\pi}{\lambda_0} z - \omega t)\right) \mathbf{e}_r. \quad (3.2)$$

Passiert die Welle  $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$  ein Medium, das eine Schichtdicke von  $d$  hat, dann ergeben sich die komplexen Amplituden der beiden polarisierten Komponenten zu

$$E_l = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \exp\left(i n_l \frac{2\pi d}{\lambda_0}\right) \text{ und } E_r = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \exp\left(i n_r \frac{2\pi d}{\lambda_0}\right). \quad (3.3)$$

Wenn sich die Brechungsindizes für links- und rechts zirkular polarisiertes Licht voneinander unterscheiden ( $\Delta n = n_r - n_l \neq 0$ ,  $n = n + i\kappa$ ,  $\Delta n = n_r - n_l \neq 0$  oder  $\Delta \kappa = \kappa_r - \kappa_l \neq 0$ ), so entstehen Betrag- und Phasenunterschiede von beiden polarisierten Komponenten.



**Abb. 3.3:** Schema zur Entstehung von Faraday-Winkel und Faraday-Elliptizität durch zirkuläre Doppelbrechung ( $\Delta n \neq 0$ ) bzw. zirkulären Dichroismus ( $\Delta\kappa \neq 0$ ). Links: Zerlegung eines linear polarisierten, elektrischen Feldvektors (schwarz) in links- (rot) und rechtszirkular (blau) polarisierte Komponenten zu zwei verschiedenen Zeitpunkten. Mitte: Im Medium führt  $\Delta n \neq 0$  zu einer Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  zwischen den zirkular polarisierten Komponenten (angedeutet durch den gestrichelten und den durchgezogenen roten bzw. blauen Pfeil). Diese entspricht einer Drehung der linearen Eingangspolarisation um den Faraday-Winkel  $\theta_F$ . Rechts: Wegen  $\Delta\kappa \neq 0$  werden links- und rechtszirkular polarisierte Anteile der linearen Polarisation unterschiedlich stark absorbiert, was eine elliptische Ausgangspolarisation  $\eta_F$  zur Folge hat [Hal09].

Der Phasenunterschied verursacht eine Drehung der linearen Polarisation um einen Faraday-Winkel  $\theta_F$  (siehe mittlerer Graph von Abb. 3.3)

$$\Delta\varphi = \varphi_r - \varphi_l = \Delta n \frac{2\pi d}{\lambda_0} \quad (3.4)$$

und

$$\theta_F = \frac{1}{2}(\arg E_r - \arg E_l) = \frac{\Delta\varphi}{2} = \Delta n \frac{\pi d}{\lambda_0}. \quad (3.5)$$

Der Unterschied in der Amplitude von links- und rechts zirkular polarisierten Wellen, welche eine direkte Folge der unterschiedlichen Absorptionskoeffizienten von beiden polarisierten Lichtanteilen ist, führt zu einer Faraday-Elliptizität (siehe rechter Graph von Abb. 3.3)

$$\eta_F = \frac{|E_l| - |E_r|}{|E_l| + |E_r|} = \tanh(\Delta\kappa \frac{\pi d}{\lambda_0}) \approx \Delta\kappa \frac{\pi d}{\lambda_0}. \quad (3.6)$$

Mit einem komplexen Brechungsindex  $n = n + i\kappa$  und  $\Delta\kappa = \kappa_r - \kappa_l \neq 0$ , was als zirkularer Dichroismus gekennzeichnet wird, lässt sich den Faraday Effekt durch einen komplexen Faraday-Winkel

$$\Theta_F = \theta_F + i\eta_F = \frac{\pi d}{\lambda_0} (\Delta n + i\Delta\kappa) = \frac{\pi d}{\lambda_0} \Delta n \quad (3.7)$$

ausdrücken.

#### 3.1.2 Kerr Effekt

Nach der Fresnel-Gleichung erhält man einen direkten Zusammenhang zwischen den komplexen Brechungsindizes und den Reflektivitäten

$$r = \frac{n - 1}{n + 1}. \quad (3.8)$$

Ein Unterschied in den komplexen Brechungsindizes für links- und rechts zirkular polarisiertes Licht  $\Delta n = n_r - n_l \neq 0$  führt zu einem entsprechenden Unterschied in den komplexen Reflektivitäten  $\Delta r = r_r - r_l \neq 0$ .

Analog zum Faraday-Effekt unterscheiden sich die links- und rechts zirkular polarisierten Komponenten einer linear polarisierten elektromagnetischen Welle in Betrag und Phase nach der Reflexion an der Oberfläche eines Mediums. Es gilt

$$E_l = \frac{E_0}{\sqrt{2}} r_l \text{ und } E_r = \frac{E_0}{\sqrt{2}} r_r. \quad (3.9)$$

Der Kerr-Winkel und die Kerr-Elliptizität lassen sich ausdrücken durch

$$\theta_K = \frac{\Delta\varphi}{2} = \frac{1}{2} (\arg r_r - \arg r_l) \quad (3.10)$$

und

$$\eta_K = \frac{|E_l| - |E_r|}{|E_l| + |E_r|} = \frac{|r_l| - |r_r|}{|r_l| + |r_r|}. \quad (3.11)$$

Die Gl. (3.8) lässt sich umformulieren als



$$\begin{aligned} r &= \frac{n-1}{n+1} = \frac{n-1+i\kappa}{n+1+i\kappa} \\ &= \frac{n^2-1+\kappa^2+2i\kappa}{(n+1)^2+\kappa^2}. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Mit der Annahme  $\kappa \ll n$ , welche für Halbleiter an der Bandkante im Allgemeinen gut erfüllt ist, erhält man

$$r = \frac{n^2-1+\kappa^2+2i\kappa}{(n+1)^2+\kappa^2} \approx \frac{n-1}{n+1} + i \frac{2\kappa}{(n+1)^2}, \quad (3.13)$$

mit dem Realteil  $\text{Re}(r) = \frac{n-1}{n+1}$  und den Imaginärteil  $\text{Im}(r) = \frac{2\kappa}{(n+1)^2}$ . Da  $\text{Re}(r) \gg \text{Im}(r)$  ist,

ergibt sich

$$|r| \approx \text{Re}(r) = \frac{n-1}{n+1} \quad \text{und} \quad \arg(r) \approx \frac{\text{Im}(r)}{\text{Re}(r)}. \quad (3.14)$$

Damit gilt in guter Näherung

$$r \approx \frac{n-1}{n+1} + i \frac{2\kappa}{(n+1)^2} \approx \frac{n-1}{n+1} e^{i \frac{2\kappa}{n^2-1}}. \quad (3.15)$$

In guter Näherung ergeben sich

$$\theta_K \approx \frac{\Delta\kappa}{n^2-1} \quad \text{und} \quad \eta_K \approx \frac{\Delta n}{n^2-1} \quad (3.16)$$

und damit erhält man einen komplexen Kerr-Winkel

$$\Theta_K = \theta_K + i\eta_K \approx \frac{1}{n^2-1} \frac{\Delta n}{i} = \frac{1}{n^2-1} (\Delta\kappa - i\Delta n). \quad (3.17)$$

### 3.2 Zeitaufgelöste Faraday und Kerr-Rotation-Messtechnik

Da die Elektronen und Löcher einen Drehimpuls und dadurch entsprechend ein magnetisches Moment besitzen, wird durch Photonenabsorption und den damit generierten Ladungsträgern auch in nicht magnetischen Halbleitern ein Faraday- und Kerr-Effekt verursacht. In Kombination mit einem sehr kurzen Laserpuls ermöglicht die Faraday- und Kerr-Rotation Messtechnik die Möglichkeit, die Dynamik spinpolarisierter Ladungsträger auf einer sub-ps-Zeitskala zu untersuchen.

Die zeitaufgelöste Kerr/Faraday-Rotation bezeichnet sich als eine typische Pump-Probe-Messtechnik. Das zu untersuchende spinpolarisierte Ladungsträger-Ensemble wird nach den optischen Auswahlregeln durch einen zirkular polarisierten Pumpstrahlpuls erzeugt. Der zeitlich verzögerte linear polarisierte Probestrahl, der sich in links und rechts zirkular polarisierte Anteile zerlegen lässt, passiert entweder das Material oder wird an der Materialoberfläche reflektiert. Dabei werden die beiden Polarisationsanteile von den spinpolarisierten Ladungsträgern unterschiedlich stark absorbiert oder reflektiert. Die dadurch entstehende Änderung der beiden Polarisationsanteile wird detektiert und bildet die Spinorientierung des zu untersuchenden Ladungsträger-Ensemble in Halbleitern ab. Durch systematische Variation der Verzögerungszeit zwischen den Pump- und Probestrahlen lässt sich die Spindynamik in Halbleitern ermitteln.

### 3.2.1 Messaufbau der zeitaufgelösten Faraday- und Kerr-Rotation

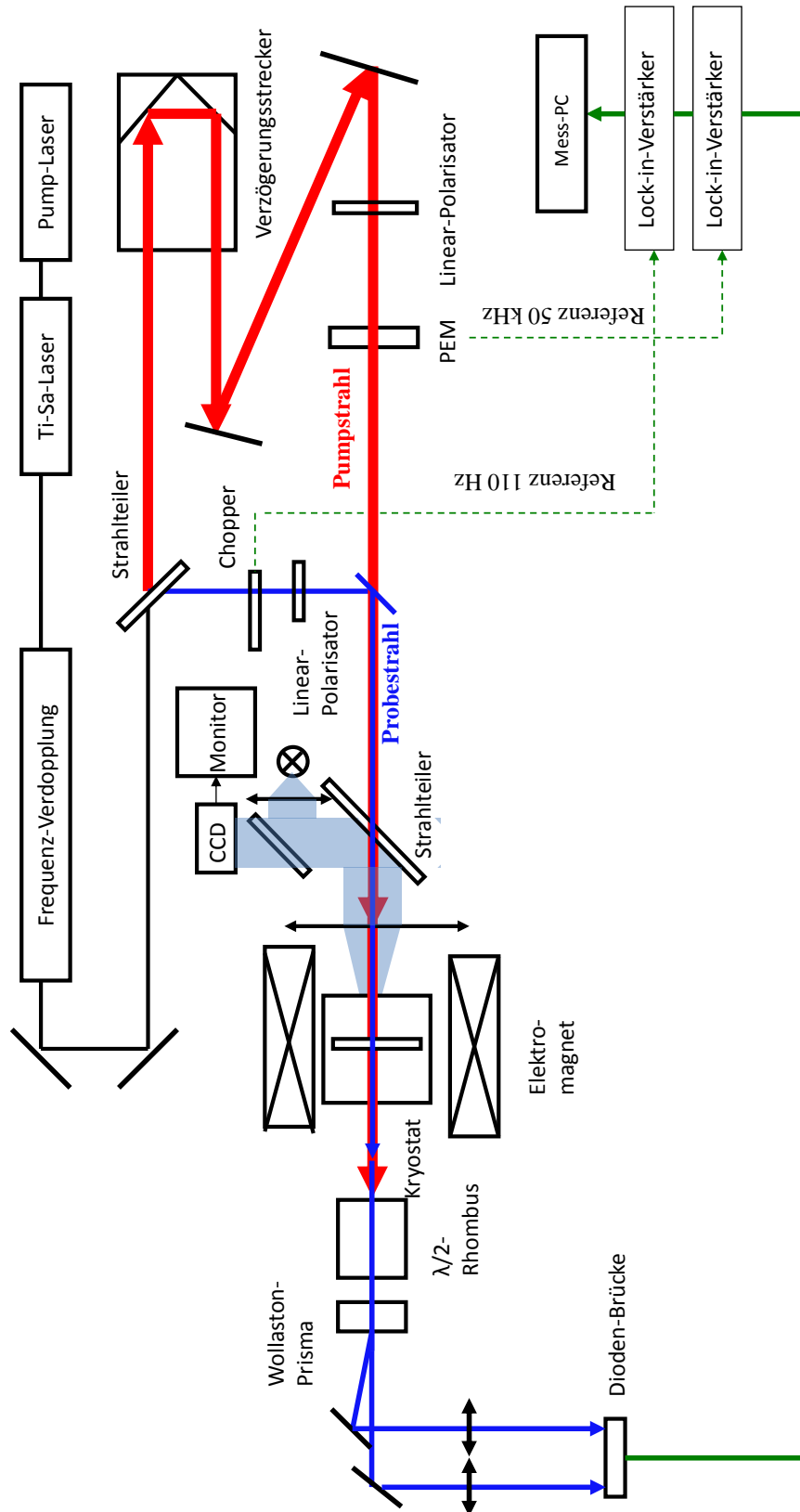
Der Messaufbau der zeitaufgelösten Faraday- und Kerrrotation ist schematisch in Abb. 3.4 und Abb. 3.5 dargestellt.

#### **Kyrostat**

Die Probe wird auf einem Kühlfinger geklebt und in einen Kryostat (Helium-flow Mikrokryostat, Firma Oxford Instruments) eingebracht. Mit einer Kombination des Durchlaufs flüssigen Heliums und einem im Kühlfinger eingebautem Heizelement lässt sich die Probentemperatur von 2,3 bis 500 K variieren. Die Kryostat befindet sich zwischen den Polschuhen eines Elektromagneten (B-E 10, Firma Brucker), welcher ein Magnetfeld von bis zu 1,3 T erzeugt. Das Magnetfeld ist parallel zur Probenoberfläche eingerichtet, entsprechend senkrecht zur Laserstrahlrichtung. Damit wird die Kerr-und-Faraday-Rotation Messtechnik in Voigt Geometrie betrieben.

#### **Ultrakurzzeit-Lasersystem**

Ein gepulster Titan-Saphir-Laser (Mira 900-D, Firma Coherent) wird für den Pump und Probestrahl-Puls verwendet. Der Laser ist durch einen Festkörperlaser (Verdi V-6, Firma Coherent) optisch gepumpt und kann sowohl im Femtosekunden (fs) als auch im Pikosekunden (ps)-Modus betrieben werden, mit einer Repetitionsrate von 76 MHz und einer von 700 bis 980 nm durchstimmbaren Emissionswellenlänge. Mithilfe einer zusätzlichen Frequenzverdopplungseinheit (SHG, „*Second Harmonic Generation*“, Firma APE) kann der Wellenlängenbereich von 350 nm bis zu 490 nm abgedeckt werden. In dieser Arbeit wird dieser Laser aufgrund einer schmalen Bandbreite ( $\Delta E_{photo} < 0,5 \text{ meV}$ ) in ps-Betrieb verwendet, bei denen der Laserpuls eine Pulsbreite von 3 ps besitzt. Der ausgekoppelte Laserstrahl wird durch einen Strahlteiler in den Pump- und den Probestrahl aufgeteilt.



**Abb. 3.4:** Schematisch dargestellter Messaufbau der zeitaufgelösten Faraday-Rotation.

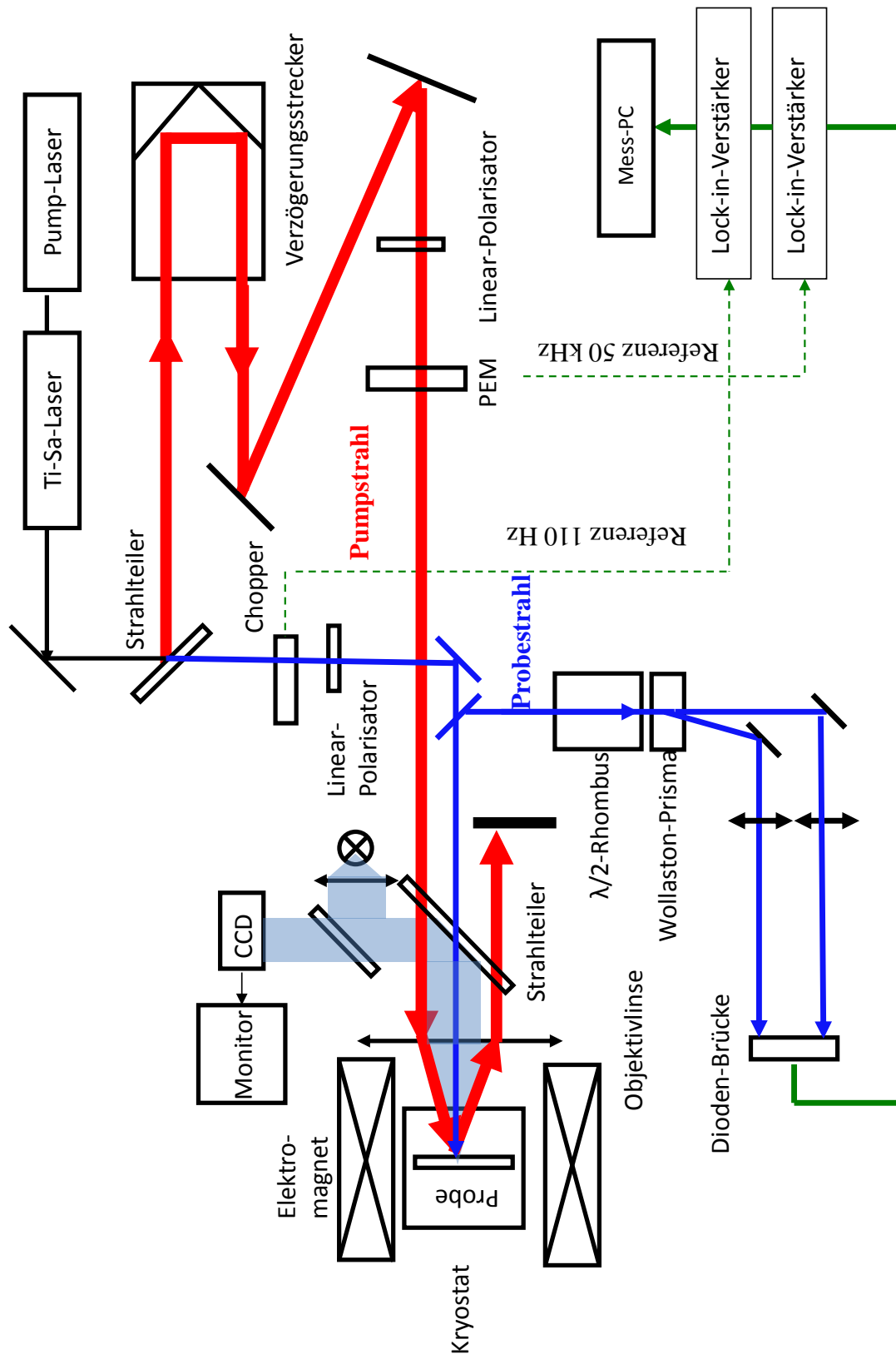


Abb. 3.5: Schematisch dargestellter Messaufbau der zeitaufgelösten Kerr-Rotation [Hoh12].

#### **Optische Verzögerungsstrecke**

Zur Realisierung einer Verzögerungszeit zwischen den Pump und den Probestrahl-Pulsen wird eine optische Verzögerungsstrecke im optischen Weg des Pumpstrahls eingebaut, welche aus einer schrittmotorgesteuerten Delayline (Hochpräzisionslineartisch, LIMES; 170-1000-HSM, Firma OWIS; Positionierungssteuerung PS-90, Firma OWIS) und dem drauf stehenden Retroreflektor (UBBR 1-5 UV für Faraday-Rotation-Messung an ZnO, Firma Newport; BBR1-5 für Kerr-Rotation-Messung an GaAs) besteht. Die gesamte Länge der Delayline ist 1 Meter, was einer maximalen zeitlichen Verschiebung von  $\Delta t = 2L/c_0 \approx 6,7 \text{ ns}$  entspricht, wobei  $L$  die Verzögerungsstrecke ist und  $c_0$  die Lichtgeschwindigkeit in Luft. Dabei ist die kleinste mögliche Ortsauflösung 500 nm, was einer zeitlichen Auflösung von 6,67 fs entspricht.

#### **Pump- und Probestrahl**

Nach der Delayline passiert der Pumpstrahl einen Linearpolarisator (Glan-Thompson Polarisationsprisma PGT 1.10, Firma B.Halle), einen Photoelastischen Modulator (engl: Photoelastic Modulator, PEM) (PEM-90, Firma Hinds Instruments) und schließlich wird er über eine Objektivlinse (für Faraday-Rotation-Messung an ZnO, UV Fused Silica Focusing Lens, Bi-Convex,  $f = 50 \text{ mm}$ ,  $\varnothing = 38,1 \text{ mm}$ , Firma Newport; für Kerr-Rotation-Messung an GaAs, Hoch-Apertur-Laser-Objektiv HALO,  $f_{HALO} = 50 \text{ mm}$ ,  $NA = 0,31$ ,  $\varnothing = 40 \text{ mm}$ , Firma Linos) auf die Probenoberfläche fokussiert.

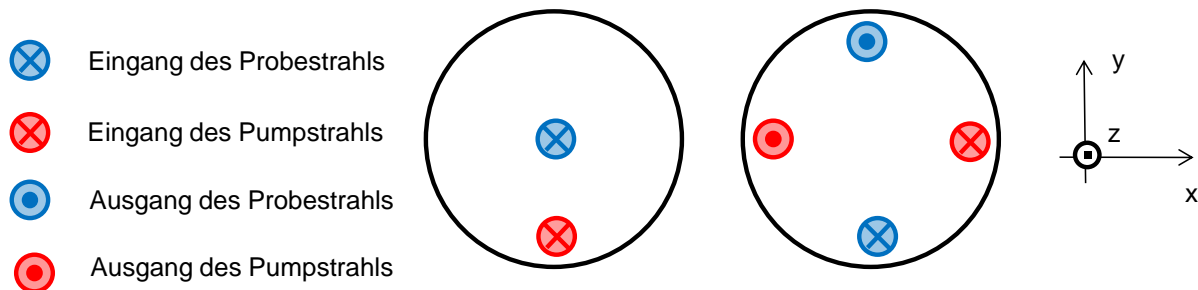
Der linear polarisierte Probestrahl wird durch einen Chopper (MC1F10, Steuereinheit MC1000A, Firma Thorlabs) mit einer Frequenz von 110 Hz moduliert, durch einen Linearpolarisator (Glan-Thompson Polarisationsprismen PGT 1.10, Firma B. Halle) und über die Objektivlinse auf die Probenoberfläche am Ort des Probestrahls fokussiert.

Die örtliche Überlappung der beiden Strahlen entscheidet über die Signalamplitude der Kerr- und Faradayrotation, weshalb die beiden Laserstrahlen über Spiegel sorgfältig auf die Probenoberfläche positioniert werden müssen. Eine CCD-Kamera (CSB-375, Firma Framos) und ein Monitor (PM-K12, Firma Ikegami) werden zum Abbilden der Probenoberfläche eingebracht, um die Spots von den beiden Strahlen zu beobachten.

Die Polarisationsänderung des Probestrahls wird detektiert und das Einfallen des Pumpstrahls in den Detektor wirkt als Rauschen. Da in dieser Arbeit die Pump- und Probestrahlen die

gleiche Wellenlänge besitzen (1-Farbe-Messtechnik), muss nach der optischen Anregung der Pumpstrahl von dem Probestrahl räumlich getrennt werden. Hier wird die optische Ausrichtung der beiden Strahlen für die Faraday- und Kerr-Rotationmessungen beschrieben.

In Abb. 3.6 sind die Laserspots der Pump und Probestrahlen auf der Objektivlinse schematisch dargestellt (siehe auch Abb. 3.4 und Abb. 3.5).



**Abb. 3.6:** Schematische Darstellung der Laserspots des Pumpstrahls und des Probestrahls auf der Objektivlinse. Links: Faraday-Rotation-Messtechnik; Rechts: Kerr-Rotation-Messtechnik.

Bei der Faraday-Rotation-Messung wird der durch die Halbleiterprobe transmittierte Probestrahl detektiert. Der Probestrahl wird entlang der optischen Achse mittig auf die Objektivlinse gelenkt. Der durch die Probe transmittierte Probestrahl wird mittels einer Sammellinse (UV,  $f = 20$  mm,  $\phi = 25,4$  mm, Firma Newport) zu einem parallelen Strahlenbündel umgewandelt und detektiert. Um einen genauen g-Faktor in ZnO-Multi-Quantenfilmen zu ermitteln, wird die exakte Larmorfrequenz benötigt. Ein durch DNP generiertes Kernfeld würde zu einem systematischen Fehler bei der Bestimmung der Larmorfrequenz führen. Infolgedessen trifft der Pumpstrahl den unteren Bereich der Objektivlinse und wird mit einem Winkel auf die Halbleiterprobe fokussiert, und somit ist  $\mathbf{B}_{ext} \perp \mathbf{S}$  und es wird die DNP-Generation unterdrückt. Der Pumpstrahl passiert mit demselben Winkel den Halbleiter und wird geblockt.

Bei einer Kerr-Rotation-Messung wird der Probestrahl an der Halbleiteroberfläche reflektiert und dann detektiert. Ein Schwerpunkt der GaAs Messung liegt bei der Untersuchung des Einflusses der Elektronspin- Kernspin- Wechselwirkung auf die Spindynamik der Elektronen, so dass der Pumpstrahl in die x-z Ebene ( $\mathbf{B}_{ext} \cdot \mathbf{S} \neq 0$ ) verlegt und eine DNP-Generation ermöglicht wird. Die Pump- und Probestrahlen fallen auf die in Abb. 3.6 gezeigten Positionen auf der Objektivlinse ein und werden zunächst an der Halbleiteroberfläche reflektiert. Danach passieren sie dann die Objektivlinse auf der spiegelverkehrten Position.

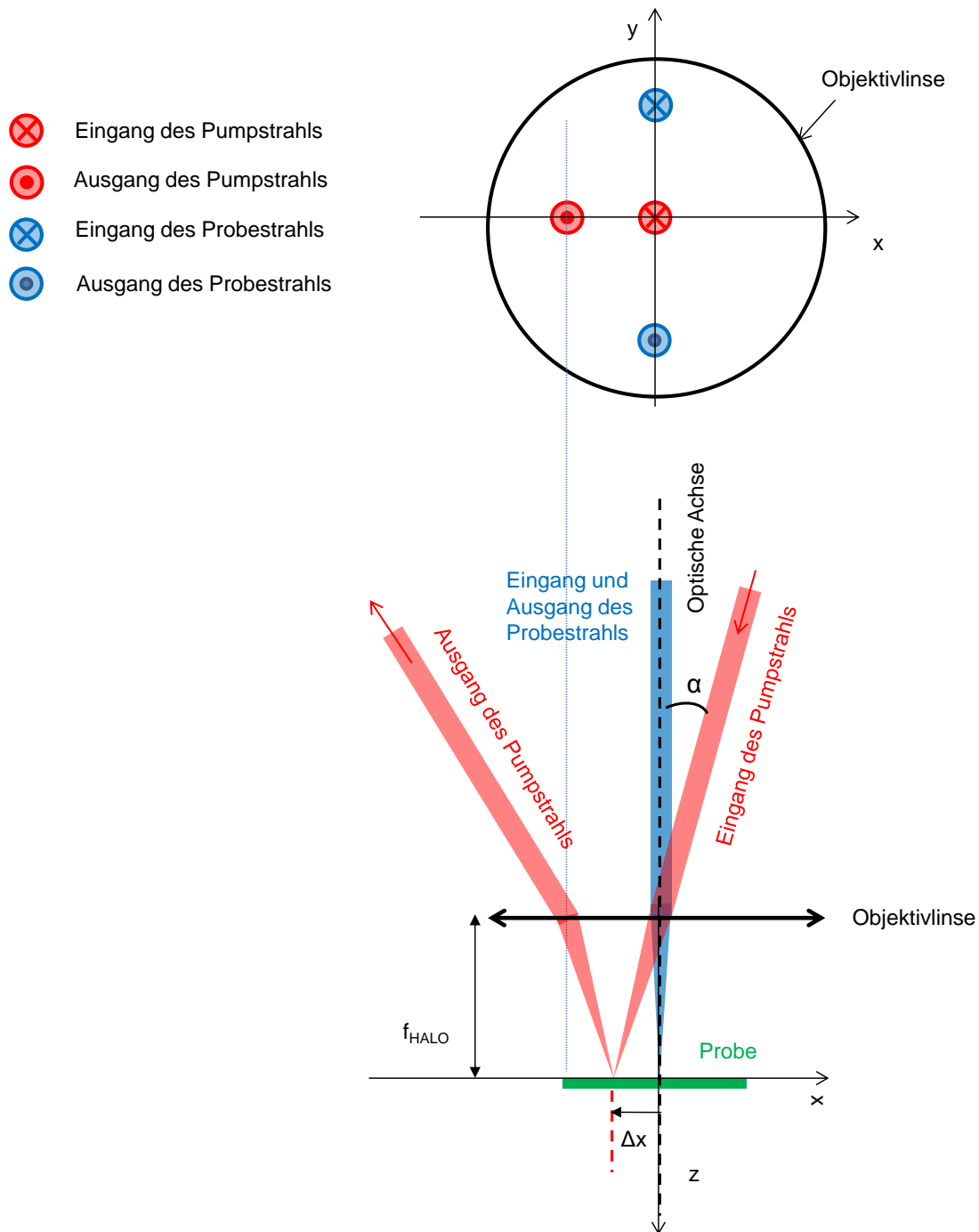
### Detektion

Der Probestrahl wird vertikal polarisiert. Da der Kerr-Winkel und der Faraday-Winkel sehr klein sind, ist der Probestrahl nach der Wechselwirkung mit der Probe nahezu vertikal polarisiert. Danach passiert der Probestrahl einen  $\lambda/2$  – Rhombus (für Faraday-Messung: RFR 1.215 215 nm - 450 nm, Firma B.Halle; Für Kerr-Messung: RFR 1.650, 650 nm-1700 nm, Firma B.Halle), damit die optische Achse des Probestrahls um  $45^\circ$  gedreht ist und die horizontal und vertikal polarisierten Anteile des Probestrahls vergleichbare Größen besitzen. Die horizontal und vertikal polarisierten Anteile werden durch das folgende Wollaston-Prisma (PWK20.10, Firma B.Halle) räumlich getrennt, und auf zwei Photodioden einer balancierten Diodenbrücke (Nirvana 2007, Firma New Focus) gelenkt. Aus der Differenz der Photoströme von den beiden Photodioden liefert die Diodenbrücke eine Ausgangsspannung, welche proportional zum Faraday- oder Kerrwinkel ist. Das Ausgangssignal erhält aufgrund des modulierten Probestrahls (durch Chopper) und Pumpstrahls (durch PEM) zwei Referenzfrequenzen. Dies lässt das Signal-Rausch-Verhältnis durch den ersten (Lock in Model 5301, EG&G Princeton Applied Research) und zweiten (DSP 7265, Firma EG&G Instrument) Lock-in-Verstärker erhöhen und schließlich über ein Labview-Programm von einem Messcomputer auslesen.

### 3.2.2 Messaufbau für orts aufgelöste Kerr-Rotation

Zur Untersuchung des Spintransports wurde ein Rastersystem verwendet, bei dem die Laserspots der Pump- und Probstrahlen auf der Probeoberfläche örtlich um einen definierten einstellbaren Abstand getrennt sind. Aus messtechnischen Gründen des ortsfesten Detektionssystems wird der Probestrahl entlang der optischen Achse verlegt und durch die Objektivlinse (Hochapertur-Laserobjektiv HALO,  $f_{HALO} = 50\text{ mm}$ , Firma Linos) auf den Punkt  $x = 0$  fokussiert. Der Pumpstrahl fällt an der gleichen Position wie der Probestrahl in die Objektivlinse ein, allerdings unter einem einstellbaren Winkel  $\alpha$ , mit dem sich der Pumpstrahl auf die Position  $\Delta x$  fokussieren lässt. In Abb. 3.7 sind die optische Ausrichtung der Pump- und Probe Strahlen schematisch dargestellt.





**Abb. 3.7:** Optische Ausrichtung der Pump- und Probestrahlen bei einer orts aufgelösten Kerr-Rotation Messung. Oben: Laserspots der Pump- und Probestrahlen auf der Objektivlinse. Unten: Prinzipielle Darstellung des Zusammenhangs zwischen der Ausrichtung der Pump- und Probestrahlen, dem Winkel  $\alpha$  und  $\Delta x$ .

Mittels des Winkels  $\alpha$  und der Brennweite der Objektivlinse  $f_{HALO}$  lässt sich  $\Delta x$  ausdrücken als

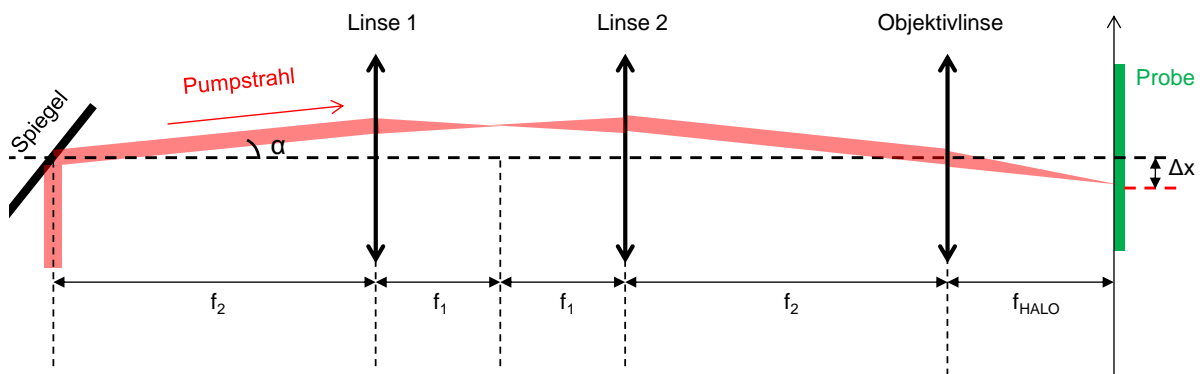
$$\Delta x = f_{HALO} \tan \alpha . \quad (3.18)$$

Da im Vergleich zu  $f_{HALO} = 50 \text{ mm}$ , der in Mikrometer Bereich liegende Wert  $\Delta x$  sehr klein ist, gilt

$$\Delta x = f_{HALO} \tan \alpha \approx f_{HALO} \alpha . \quad (3.19)$$

Zur Winkeländerung des Pumpstrahls wird ein motorgesteuerter rotierbarer Spiegel (VM1000 Galvoscanner, Firma GSI; Winkelsteuerung, MiniSAX II, Firma GSI) verwendet, der eine maximale Rotation von  $\alpha_{max} = 22,5^\circ$  bei einer angelegten elektrischen Spannung von  $U_{motor,max} = 3 \text{ V}$  erreichen kann. Mit diesem Wert und  $f_{HALO} = 50 \text{ mm}$  lässt sich aus Gl.(3.19) die Rate  $\Delta x / U_{motor}$  von  $6,51 \mu\text{m/mV}$  berechnen.

Um eine reine Winkeländerung des Pumpstrahls zu realisieren, ohne dabei die Position des Laserspots auf der Objektivlinse zu verändern (siehe Abb. 3.7) wird zwischen dem rotierbaren Spiegel und der Objektivlinse ein Teleskopsystem eingebaut [Hoh12]. In Abb. 3.8 ist das Teleskopsystem schematisch dargestellt. Die Mittelebene zwischen dem rotierbaren Spiegel und der Objektivlinse wird als Symmetrieebene des Pumpstrahls definiert. Zwei identische Linsen befinden sich symmetrisch auf der optischen Achse um einen Abstand  $f_1$  von der Symmetrieebene entfernt, wobei  $f_1 = 10 \text{ mm}$  die Brennweite der Linse ist. Sie dienen zur Schaffung einer spiegelverkehrten Symmetrie des Pumpstrahls zwischen dem drehbaren Spiegel und der Objektivlinse. Daraus lässt sich der Einfallswinkel zwischen dem Pumpstrahl und der optischen Achse vom rotierbaren Spiegel zur Objektivlinse übertragen.



**Abb. 3.8:** Schematisch dargestelltes Teleskopsystem zwischen dem rotierbaren Spiegel und der Objektivlinse [Hoh12]. Es werden 2 Einfallswinkel des Pumpstrahls gezeigt:  $\alpha = 0$  (mit schwarzer, gestrichelter Linie) und  $\alpha \neq 0$  (mit roten Linien).

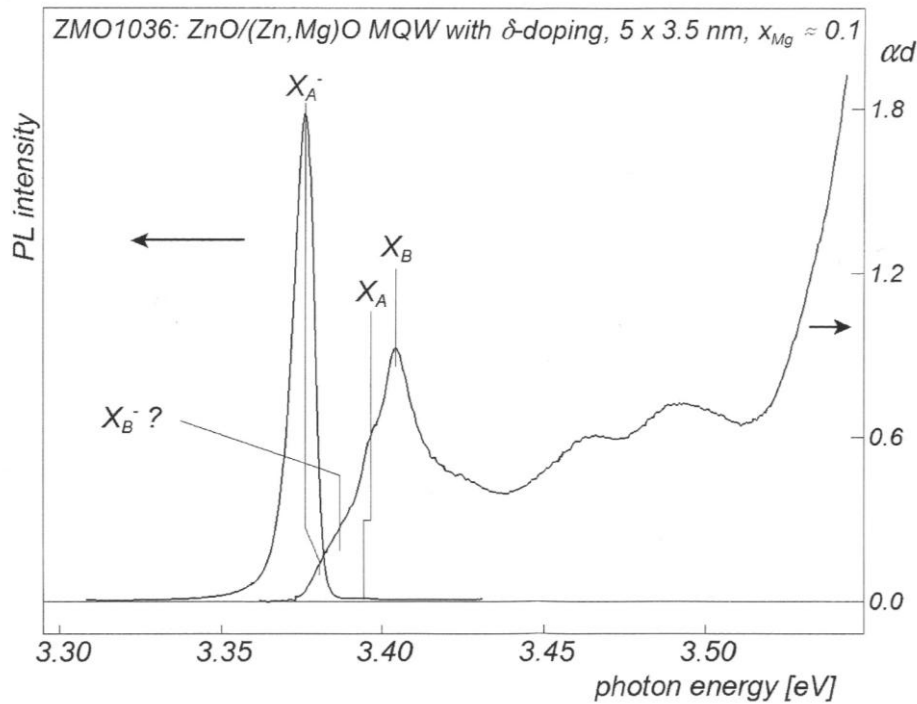
# 4

## Zeitaufgelöste Faraday-Rotation an ZnO-Multi-Quantenfilmen

### 4.1 Aufbau und optische Eigenschaften der ZnO-Multi-Quantenfilm-Struktur

Die zu untersuchende ZnO-Quantenfilm-Probe wurde am Institut für Physik, Humboldt-Universität zu Berlin hergestellt. ZnO/ZnMgO-Multi-Quantenfilme wurden auf ein c-plane Saphir-Substrat mittels Molekularstrahlepitaxie (engl.: Molecular Beam Epitaxy, MBE) hergestellt. Die fünf ZnO Quantenfilme sind n-dotiert (Sn) mit einer Dotierkonzentration von  $n = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Durch die kontrollierte Einbringung von Mg ( $x_{\text{Mg}} \approx 0,1$ ) in ZnO und die damit erhöhte Bandlücke dienten die ZnMgO Schichten als Barriere der ZnO Quantenfilme. Die Schichtdicken der einzelnen Quantenfilme sind 3,5 nm und die der Barrieren 10 nm.

Die charakteristischen Photolumineszenz und Absorptionsspektren der Probe sind in Abb. 4.1 dargestellt.



**Abb. 4.1:** Photolumineszenz- und Absorptionsspektren der ZnO/ZnMgO Multi-Quantenfilm-Heterostruktur bei Tieftemperatur ( $I_0 = 1 \text{ W/cm}^2$ ,  $T = 1,5 \text{ K}$ ,  $\lambda = 343,5 \text{ nm}$ ) [Pul].

Das Absorptionsspektrum zeigt eine dominante B-Exziton-Absorptionslinie ( $X_B$ , Exziton gebildet von einem Elektron und einem schweren Loch aus dem B Valenzband) und eine etwas schwächere A-Exziton-Absorptionslinie ( $X_A$ , Exziton gebildet von einem Elektron und einem leichten Loch aus dem A Valenzband), die um  $\Delta E_{AB} = 8 \text{ meV}$  unterhalb der  $X_B$ -Linie liegt. Im Photolumineszenz-Spektrum beobachtet man hingegen ein dominantes spektrales Signal bei  $E_{\text{photon}} = 3,375 \text{ eV}$ , welches der negativ geladenen ZnO A-Trion-Emission ( $X_A^-$ ) entspricht und ein viel schwächeres Signal bei  $E_{\text{photon}} = 3,395 \text{ eV}$ , das der neutralen A-Exziton-Emission ( $X_A$ ) zugeordnet werden kann. Die dominante Photolumineszenz aus der Trion-Rekombination gegenüber der Exziton-Rekombination zeigt einen dominanten Bildungsprozess der Trionen, der effizienter als die optische Rekombination ist [Pul12]. Die verschwundene B-Trion-Emission ( $X_B^-$ ) im Photolumineszenz-Spektrum weist auf eine schnelle Relaxation zwischen den B und A Valenzbändern hin.

Bei  $X_A$  ist eine Stokes-Verschiebung (Verschiebung der Photonenenergie zwischen Absorption- und Emissionsspektrum) von 5 meV zu beobachten, die sich auf einen Lokalisierungseffekt zurückführen lässt [Pul12].

Analog zum in Abschn. 2.3 beschriebenen Fall eines Elektrons im Magnetfeld besitzen Quasiteilchen-Komplexe wie Exziton und Trion auch g-Faktoren. Es gilt aus der Konfiguration des Exzitons [Sne92]

$$g_{ex} = g_e + g_h, \quad (4.1)$$

wobei  $g_e$  und  $g_h$  die entsprechenden g-Faktoren für Elektronen und Löcher sind. In einem negativ geladenen Trion werden die Drehmomente der zwei antiparallel ausgerichteten Elektronen zu null kompensiert und daraus folgt für den g-Faktor eines Trions

$$g_{Tr} = g_h. \quad (4.2)$$

In Quantenfilmen hat der g-Faktor unterschiedliche Werte für die zwei Orientierungsrichtungen, parallel und senkrecht zum Quantenfilm. Die verschiedenen Werte werden als in-plane g-Faktor  $g^{\parallel}$  und out-of-plane g-Faktor  $g^{\perp}$  gekennzeichnet.

In Voigt Geometrie werden die Spins der optischen generierten Ladungsträger in der Wachstumsrichtung der Quantenfilme (z-Achse) ausgerichtet und das externe Magnetfeld wird in der in-plane-Ebene (x-Achse) angelegt. Die Larmorfrequenz der Quasiteilchenkomplexe wird daher durch den zugehörigen out-of-plane g-Faktor bestimmt.

In einem Quantenfilm ist  $g_{hh}^{\perp}$  für schwere Löcher vernachlässigbar klein [Mar99], so gilt  $g_{ex} = g_e$  und  $g_{Tr} = 0$ . Bei leichten Löchern gilt für ZnO  $g_{lh}^{\perp} = 0,09$  und  $g_e^{\perp} = 1,96$  [Lam02], somit  $g_{lh}^{\perp} \ll g_e^{\perp}$ . Dies weist darauf hin, dass in einem externen Magnetfeld die Trionen nicht oder im Vergleich zu Elektronen sehr langsam präzedieren, während die Exzitonen und die Elektronen in der y-z-Ebene mit ungefähr der gleichen Larmorfrequenz  $\omega_L$  präzedieren.

Bei der gemessenen Probe mit der Filmdicke  $d = 3,5$  nm und der Elektronen-Konzentration  $n_D = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  ist die Flächenkonzentration  $n_{e-2D} = n_D d = 3,5 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ . Wird der entsprechende Bohr Radius für ZnO  $a_0 = 2,42$  nm verwendet [Han09], ergibt sich  $n_{e-2D} a_0^2 = 5,86 \times 10^{-5} \ll 1$ , sodass nach dem in Abb. 2.6 dargestellten Modell die untersuchten ZnO-Quantenfilme leicht mit residenten Elektronen aufgefüllt ist. Daher können

durch die optische Anregung Trionen generiert werden (siehe Abb. 2.6 (b)), was auch durch die in Abb. 4.1 dargestellten Absorption- und Emissionsspektren bestätigt wird.

## 4.2 Spindynamikuntersuchung in ZnO-Multi-Quantenfilmen mittels zeitaufgelöster Faraday-Rotation

Bevor mit einer detaillierten Darstellung und Diskussion der Messdaten begonnen werden kann, werden ein paar zugrunde liegende Überlegungen zu der physikalischen Bedeutung der gemessenen Größen aus dem TRFR-Signal (engl.: Time Resolved Faraday Rotation, TRFR) benötigt.

### 4.2.1 Spindynamikuntersuchung mittels zeitaufgelöster Faraday-Rotation-Messtechnik

In Abb. 4.2 ist eine gemessene zeitaufgelöste TRFR-Messkurve der ZnO Multi-Quantenfilme dargestellt. Die Anregungswellenlänge betrug  $\lambda = 365 \text{ nm}$ , was einer Photonenenergie von  $E_{\text{Photon}} = 3,397 \text{ eV}$  entspricht. Dies liegt knapp oberhalb der  $X_A$ -Absorptionslinie.

Auf der x-Achse ist die Verzögerungszeit  $\Delta t$  zwischen den Pump- und Probestrahlpulsen aufgetragen. Aufgrund der Repetitionsperiode des gepulsten Lasers von 13,2 ns bedeutet das TRFR-Signal im ‚negativen‘ Zeitbereich noch messbares Signal des Spinensembles, das vom letzten Pumpstrahlpuls erzeugt wurde.

Wie bereits in Kap. 3 erwähnt, entsteht das TRFR-Signal aus dem Besetzungsunterschied beider Spinzustände der Elektronen (Spin parallel oder antiparallel zur Lichtausbreitungsrichtung  $k$ ). Die zeitliche Entwicklung der Amplitude des Faraday-Rotation-Signals beinhaltet verschiedene Effekte, die zur Veränderung des Faraday-Winkels beitragen.

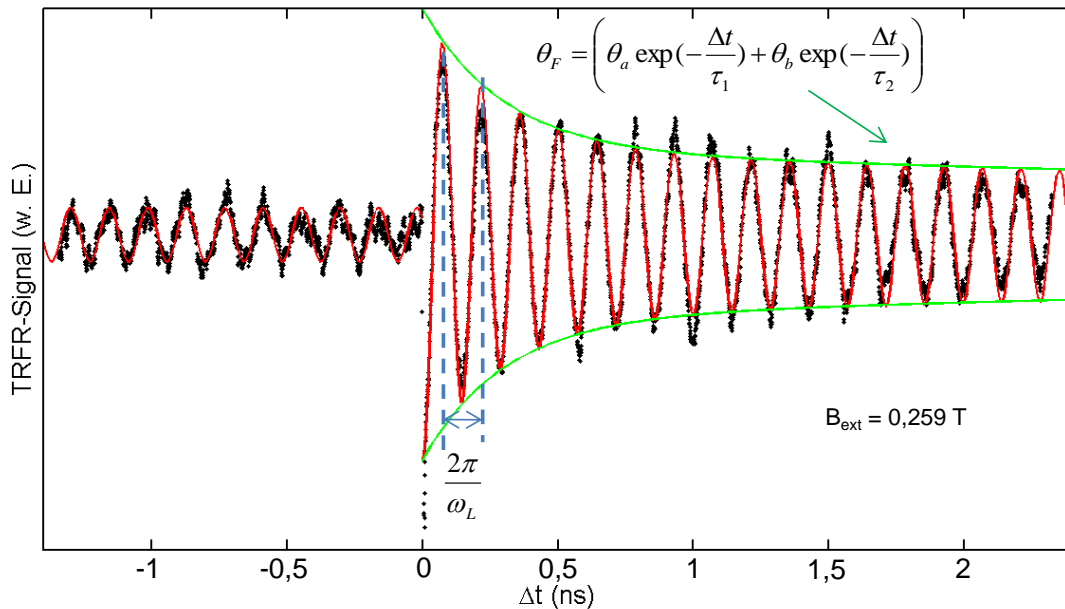
Direkt nach dem zeitlichen Nullpunkt ( $\Delta t = 0$ ) entsteht zuerst ein zeitlich sehr kurzer Peak mit einer Dämpfungszeitkonstante von  $< 50 \text{ ps}$ . Diese erste Komponente stellt ein temporales, kohärentes Artefakt dar, das aus der Koinzidenz der Pump- und Probestrahl-Pulse entsteht [Kim01]. Aus der Kurvenanpassung in Abb. 4.2 erkennt man, dass die Messkurven noch zwei

weitere Dämpfungszeitkonstanten besitzen. Diese entstehen aus der Änderung der Spinpopulation. Die Reduzierung der Spinpopulation kann verschiedener Ursachen haben, wie zum Beispiel optische Rekombination, Spintransport, Spindephasierung, Spinrelaxation oder Energierelaxation.

Da die erste kurze Komponente klar von den beiden anderen zu unterscheiden ist, wird eine vereinfachte Gleichung für die Kurvenanpassung eingesetzt, in der nur noch zwei Zeitkonstanten  $\tau_1$  und  $\tau_2$  enthalten sind:

$$\theta_F = \left( \theta_a \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_1}\right) + \theta_b \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_2}\right) \right) \cos(\omega_L \Delta t + \varphi), \quad (\Delta t > 50 \text{ ps}), \quad (4.3)$$

wobei  $\theta_a$  und  $\theta_b$  numerische Faktoren sind und  $\varphi$  die Phase ist.



**Abb. 4.2:** Gemessene zeitaufgelöste Faraday-Rotation Kurve. Die Leistungen von Pump- und Probestrahl betrugen 4,6 mW und 1,3 mW. Der Durchmesser der Laserspots auf der Probe betrug ca. 100  $\mu\text{m}$  ( $B_{\text{ext}} = 0,259 \text{ T}$ ,  $\lambda = 365 \text{ nm}$  und  $T = 4 \text{ K}$ ). Das Signal bei  $50 \text{ ps} > \Delta t > 0$  ist um einen Faktor von 1/5 verkleinert. Das gemessene TRFR-Signal ist mit schwarzen Punkten gekennzeichnet und die Kurvenanpassung gemäß Gl. (4.3) ist mit einer roten Linie dargestellt. Für den Zeitbereich  $0 < \Delta t < 2,5 \text{ ns}$  ist die Einhüllende der Messkurve mit grünen Linien angetragen.

Durch Anpassung der Oszillation lässt sich der exakte Wert von  $\omega_L$  ermitteln. Die Auswertung der beiden Zeitkonstanten lässt sich jedoch nicht nur leicht durch die

## 4.2 Spindynamikuntersuchung in ZnO-Multi-Quanten-filmen mittels zeitaufgelöster Faraday-Rotation

experimentellen Bedingungen und somit der Amplitude des Signals beeinflussen (wie z. B. geringe Schwankungen der Laserleistung oder Streuung der Lichtpolarisation) sondern auch durch die verschiedenen möglichen Kombinationen von zwei Exponentialfunktionen leicht verfälschen. Um die in Abb. 4.2 gezeigte reale Messkurve anpassen zu können, wird zur Reduzierung der freien Parameter die in Gl. (4.3) dargestellte Funktion in zwei Anteile geteilt:

1. der Anteil der Dämpfung  $\theta_a \exp(-\frac{\Delta t}{\tau_1}) + \theta_b \exp(-\frac{\Delta t}{\tau_2})$  mit zwei Zeitkonstante  $\tau_1, \tau_2$

und zwei numerischen Parametern  $\theta_a$  und  $\theta_b$ .

2. der Anteil der Oszillation  $\omega_L$  mit den Parametern Larmorfrequenz  $\omega_L$  und Phase  $\varphi$ .

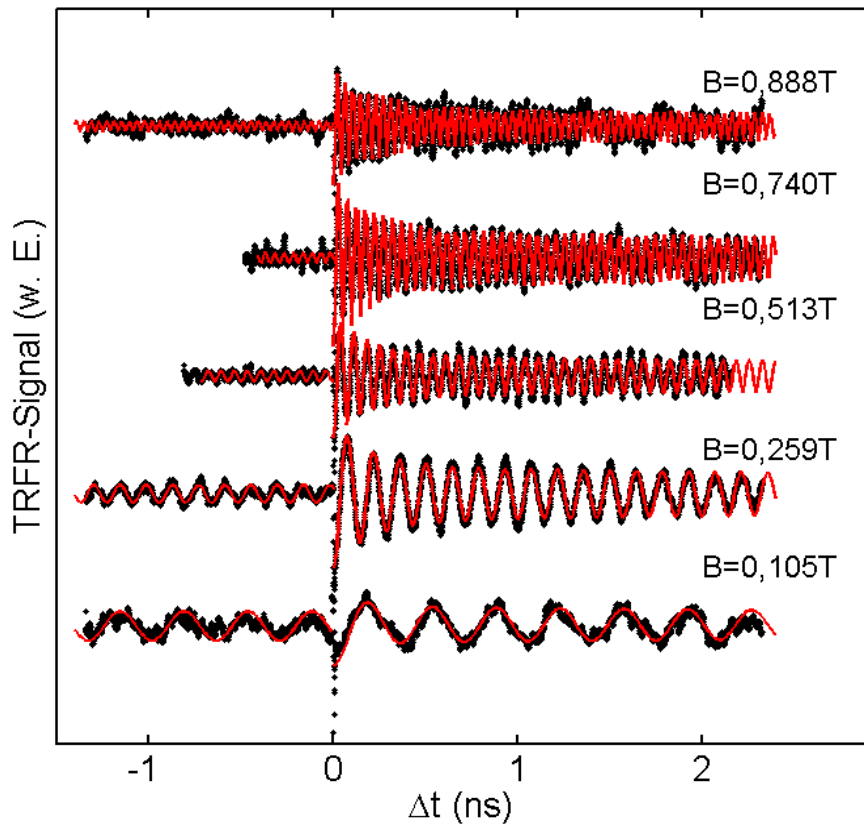
Es wird zur Bestimmung der beiden Zeitkonstanten zunächst die Einhüllende der Messkurve (siehe Abb. 4.2 grüne Linien) durch Addition von zwei Exponentialfunktionen angepasst und daraus werden  $\tau_1$  und  $\tau_2$  extrahiert. Danach wird die Messkurve auf ihre eigene Einhüllende normiert und dann mit einer einfachen Cosinusfunktion gefittet.

In Abb. 4.2 ist die angepasste TRFR-Kurve mit als rote Linie aufgetragen. Die extrahierten Zeitkonstanten betragen 0,41 ns und 4,3 ns mit einem Verhältnis der beiden numerischen Parameter von  $\theta_b / \theta_a = 1,3$ . Die Larmorfrequenz beträgt  $\omega_L = 44,17$  GHz und die Phase  $\varphi = \pi$ . Aus der Phase erkennt man, dass direkt nach der optischen Anregung die Spins der Photoelektronen parallel oder antiparallel zu der Ausbreitungsrichtung des Pumplaser ausgerichtet sind. Dies verursacht ein Maximum in der TRFR-Amplitude.

### 4.2.2 Kohärente Elektronenspindynamik in ZnO-Multi-Quanten-filmen im externen Magnetfeld

Es wurde eine Serie zeitaufgelöster Faraday-Rotation Messungen für verschiedene Magnetfelder durchgeführt. Das TRFR-Signal wird in Abb. 4.3 mit schwarzen Punkten dargestellt. Anhand der Gl. (4.3) wurden Kurvenanpassungen durchgeführt und mit roten Linien eingezeichnet, wobei die kürzere Zeitkonstante mit  $\tau_1$  und die längere mit  $\tau_2$  gekennzeichnet sind.





**Abb. 4.3:** Gemessene TRFR-Kurven für verschiedene Magnetfelder (  $\lambda = 365 \text{ nm}$  und  $T = 4 \text{ K}$  ).

In Tab. 4.1 sind die angepassten Parameter als Funktion des externen Magnetfelds dargestellt. Die gemessene kürzere Zeitkonstante  $\tau_1$  liegt im Bereich  $0,2 \text{ ns} \sim 0,5 \text{ ns}$  und die längere Zeitkonstante  $\tau_2$  im Bereich  $2 \text{ ns} \sim 10 \text{ ns}$ .

$B(\text{T})$	0,105	0,259	0,513	0,74	0,888
$\omega_L(\text{GHz})$	18,17	44,17	88,01	128,2	153
$\tau_1(\text{ns})$	0,26	0,41	0,41	0,41	0,42
$\tau_2(\text{ns})$	9,8	4,3	4,1	3,8	2,4
TRFR-Amplitude (w. E.)	1	0,6	0,36	0,36	0,36

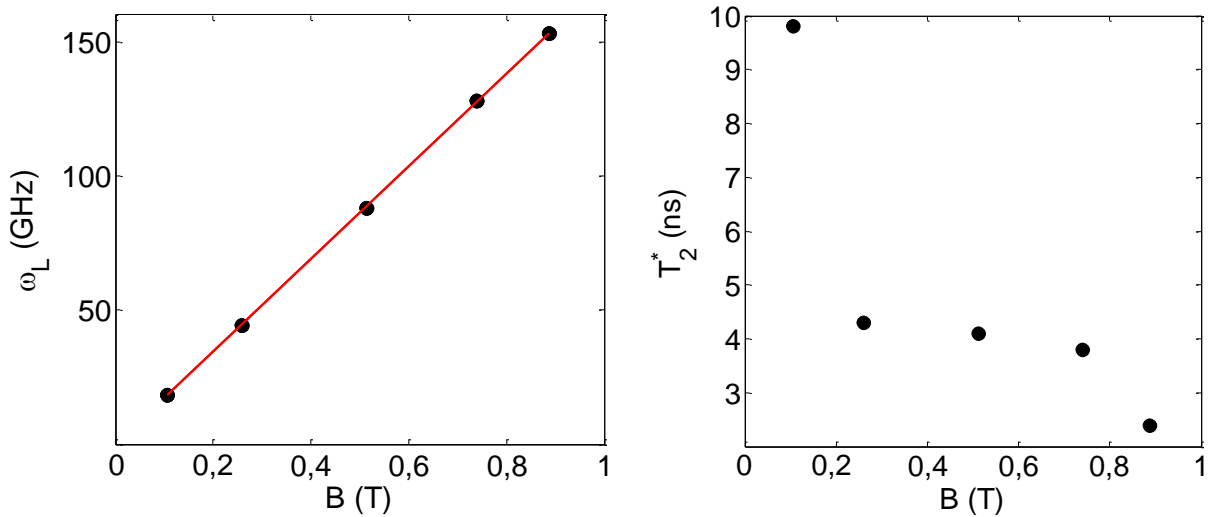
**Tab. 4.1:** Angepasste Parameter  $\omega_L$ ,  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  und Amplitude des TRFR-Signals bei ( $\Delta t > 12 \text{ ns}$ ).

## 4.2 Spindynamikuntersuchung in ZnO-Multi-Quanten-filmen mittels zeitaufgelöster Faraday-Rotation

Da bei Faraday-Rotation Messungen die verwendete Photonenenergie der Anregung knapp oberhalb der  $X_A$ -Absorptionslinie ist ( $E_{\text{photon}} = 3,397 \text{ eV}$ ), lässt sich die zeitliche Entwicklung aller Quasiteilchen-Komplexe in folgende Prozesse zerlegen [Zhu07]:

1. Nach den Auswahlregeln werden spinpolarisierte  $X_A$ -Exzitonen generiert.
2. Während die Rekombination der Exzitonen  $X_A$  stattfindet, wird ein Anteil der Exzitonen durch die Elektronen aus der Hintergrunddotierung zu Trionen  $X_A^-$  umgewandelt. Die Trionen  $X_A^-$  bestehen im Grundzustand aus zwei Elektronen, deren Spins antiparallel ausgerichtet sein müssen. Dies führt zu, dass nur die residenten Elektronen, deren Spin antiparallel zu den Photon-generierten Elektronenspins liegt, zum Trion beitragen können. Die überschüssigen Exzitonen  $X_A$  und die residenten Elektronen die nicht zu Trion-Bildung beitragen, präzedieren im Magnetfeld mit einer nahezu identischen Larmorfrequenz, während die Trionen mit einer viel kleineren Larmorfrequenz präzedieren. Die Oszillation der in Abb. 4.3 gezeigten TRFR-Kurven besteht aus der Präzession der residenten Elektronen und der Exzitonen.
3. Nach der Rekombination eines Trions wird ein Elektron wieder als ein residentes Elektron frei gesetzt. Nachdem das System in sein thermodynamischen Gleichgewicht zurückgekehrt ist, besteht das TRFR-Signal alleine aus dem Anteil der residenten Elektronen.

Daraus erkennt man, dass das TRFR-Signal in Zeitbereich I ( $0 \text{ ns} < \Delta t < 2 \text{ ns}$ ) der Spindynamik einer Mischung von Elektronen und Exzitonen entspricht, im Zeitbereich II ( $-1 \text{ ns} < \Delta t < 0 \text{ ns}$ ) hingegen nur noch der Spindynamik der residenten Elektronen. Innerhalb des experimentellen Fehlers wurden keine unterschiedliche Larmorfrequenzen für Zeitbereich I und II entdeckt. Dies weist drauf hin, dass die Elektronen und die Exzitonen einen nahezu identischen g-Faktor besitzen.



**Abb. 4.4:** Links: Angepasste Larmorfrequenzen als Funktion des Magnetfelds. Aus der linearen Magnetfeldabhängigkeit der Larmorfrequenz wurde ein  $g$ -Faktor von  $g = 1,96$  ermittelt. Rechts:  $T_2^*$  als eine Funktion des Magnetfelds.

Im linken Graphen von Abb. 4.4 sind die angepassten Larmorfrequenzen als Funktion des externen Magnetfeldes dargestellt. Dabei wurde gemäß Gl. (2.23) aus dem linearen Zusammenhang ein  $g$ -Faktor  $g = 1,96$  bestimmt. Dieser Wert steht in guter Übereinstimmung mit dem aus der Literatur ermittelten  $g$ -Faktor der Elektronen bei ZnO-Quantenfilmen und –Quantenpunkten [Gho05, Gho08, Jan08], unterscheidet sich dabei deutlich von dem  $g$ -Faktor  $g = 2,03$  [Gho05] für Volumen ZnO und von  $g = 1,9$  für durch Laserstrahlverdampfen (engl.: Pulsed Laser Deposition, PLD) gewachsene, verspannte Filme [Gho05].

Berücksichtigt man die oben genannte zeitliche Entwicklung aller Quasiteilchen-Komplexe, so lassen sich die zwei Zeitkonstanten aus der Kurvenanpassung definieren:  $\tau_1 = \tau_r$  für die Exzitonen Rekombination und  $\tau_2 = T_2^*$  für die Spindephasierung residenter Elektronen.

Es wurde eine Spinkohärenzzeit von  $T_2^* \approx 1,2 \text{ ns}$  bei ZnO Quantenpunkten [Jan10],  $T_2^* < 2 \text{ ns}$  bei hoch dotierten, verspannten ZnO-Quantenfilmen [Gho05] und  $T_2^* \approx 10 \text{ ns}$  bei leicht dotiertem Volumen ZnO beobachtet [Gho05]. In leicht dotierten ZnO-Quantenfilmen erwartet man eine Spinkohärenzzeit in der Größenordnung  $T_2^* > 1 \text{ ns}$ . Damit sind die gefundenen Werte für  $T_2^*$  vergleichbar mit der Spinkohärenzzeiten von Volumen ZnO.

## 4.2 Spindynamikuntersuchung in ZnO-Multi-Quanten-filmen mittels zeitaufgelöster Faraday-Rotation

---

Im rechten Graphen von Abb. 4.4 ist  $T_2^*$  als Funktion des Magnetfelds dargestellt. Mit steigendem Magnetfeld sinkt  $T_2^*$ . Dieses Verhalten wurde auch bei verspannten ZnO-Quantenfilmen und in Bulk-ZnO beobachtet [Gho05] und zeigt eine ähnliche Abhängigkeit vom Magnetfeld wie bei GaN [Bes01] und GaAs [Kik98]. Um die Ursache der Magnetfeldabhängigkeit von  $T_2^*$  zu diskutieren, werden die drei Mechanismen der Spindekohärenz, Elliot-Yafet (EY), D'yakonov-Perel (DP) und Bir-Aronov-Pikus (BAP) betrachtet. Der BAP Prozess spielt nur eine Rolle, wenn die Löcherkonzentration hoch ist. Er wird daher bei Betrachtung eines n-Halbleiters vernachlässigt. Aufgrund der großen Bandlücke und damit einer kleiner Spin-Bahn-Wechselwirkung sollte der EY Prozess nicht sehr effizient sein [Gho05]. Der D'yakonov-Perel Prozess ist unwahrscheinlich für diese Magnetfeldabhängigkeit der  $T_2^*$  Zeit, da bei diesem Prozess die Spinrelaxation mit einem steigenden Magnetfeld unterdrückt wird. Eine Erklärung ist die inhomogene Spin-Dephasierung, die von der Verbreiterung des g-Faktors verursacht wird [Kik98]. Andere möglichen Ursachen sind Spinstreuung [Gho05], die z. B. durch Hyperfein Wechselwirkung oder anisotropen Austausch der Elektronspins verursacht wird [Bes01].

# 5

## Kohärente Spindynamik in GaAs

Seitdem eine extreme lange Spinkohärenzzeit von  $\sim 100$  ns entdeckt wurde [Kik98, Dzh02a, Dzh02b, Col04, Fur06] wird n-GaAs als ein potenzielles Material für die Spintronik in Betracht gezogen. Die Experimente haben gezeigt, dass die Spinkohärenzzeit in n-GaAs eine Funktion der Dotierkonzentration ist, wobei ihr Maximum am Metall-Isolator-Übergang (engl.: Metal Insulator Transition, MIT) liegt [Dzh02b]. Der genaue Zusammenhang zwischen der Spinkohärenzzeit und dem MIT ist jedoch nicht völlig geklärt [Bel94].

Aufgrund der Tatsache, dass in einem Halbleitersystem verschiedene Sorten von Spinträgern wie Kernspins, lokalisierte und freie Elektronspins miteinander gekoppelt sind, ist es eine Herausforderung, die genauen Auswirkungen verschiedener Relaxations- und Dephasierungsmechanismen zur Spinkohärenz zu betrachten. Da GaAs ein III-V Halbleiter ist und dadurch die Wechselwirkung zwischen den Elektron- und Kernspins besonders stark ausgeprägt ist, wurde das Auftreten einer dynamischen Kernspinpolarisation (engl.: Dynamic Nuclear Polarization, DNP) und deren Einfluss auf die Spindynamik in vielen Arbeiten berichtet [Shi12, Cha09, Sal09, Hua12].

In diesem Kapitel sollen die experimentellen Ergebnisse zur kohärenten Spindynamik in n-GaAs dargestellt werden. Der Fokus dieses Kapitels liegt auf den Untersuchungen der Kopplung zwischen dem Kernspinsystem und dem Elektronspinsystem. Mithilfe ortsfester zeitaufgelöster Kerr-Rotation-Messtechnik (engl.: Time Resolved Kerr Rotation, TRKR) und

detaillierter Analyse der Messdaten ist es gelungen, ein Verständnis verschiedener Spinpopulationen in n-GaAs zu entwickeln und den Einfluss ihrer Wechselwirkung untereinander auf die kohärente Spindynamik zu beleuchten.

## 5.1 Aufbau und optische Eigenschaften der n-GaAs Heterostruktur

### 5.1.1 Die n-GaAs Heterostruktur

Die untersuchte n-GaAs Heterostruktur wurde am Lehrstuhl für Angewandte Festkörperphysik der Ruhr-Universität-Bochum hergestellt.

15 nm GaAs: Si, $n_D \approx 5 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$
15 nm GaAs: Si, $n_D \approx 5 \cdot 10^{16} - 5 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$
2 $\mu\text{m}$ GaAs: Si, $n_D \approx 5 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$
50 nm undotiert GaAs
5 nm AlAs
s-i GaAs Substrat (001)

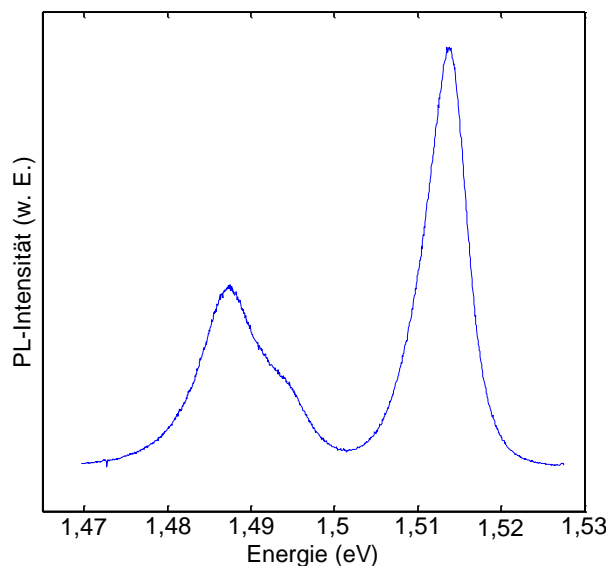
**Abb. 5.1:** Schematisch dargestellter Aufbau der untersuchten n-GaAs- Heterostruktur mit einer 2  $\mu\text{m}$  dicken aktiven Schicht mit einer Dotierkonzentration von  $n_D = 5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$  [Hoh12].

Wie in Abb. 5.1 schematisch dargestellt, wurde auf halbisolierendem (100) GaAs Substrat mittels Molekularstrahlepitaxie (engl.: Molecular beam epitaxy, MBE) zunächst eine 5 nm dicke AlAs-Schicht aufgebracht. Um eine verspannungsfreie aktive Schicht herstellen zu können, wurde auf der AlAs-Schicht eine 50 nm dicke undotierte GaAs Schicht aufgewachsen. Anschließend wurde eine 2  $\mu\text{m}$  dicke aktive n-GaAs Schicht aufgebracht, die eine Dotierkonzentration von  $n_D = 5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$  hat, welche sich bei Tieftemperatur knapp oberhalb des Metall-Isolator-Übergangs befindet (MIT-Grenze liegt bei einer Dotierkonzentration von  $n_D \approx 2 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$  [Dzh02b]). Die nach der aktiven Schicht aufgebrachte 15 nm dicke n-GaAs Schicht hat eine mit der Schichtdicke steigende Dotierkonzentration von  $n_D = 5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$  zu  $5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ . Dieser Dotiergradient dient zur Reduzierung der Bandverbiegung in der aktiven Schicht. Darauf folgt eine 15 nm dicke, hoch

dotierte n-GaAs Deckschicht, die eine Dotierkonzentration von  $n = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  besitzt. Aufgrund der hohen Dotierung wird die Herstellung ohmscher Kontakte ermöglicht.

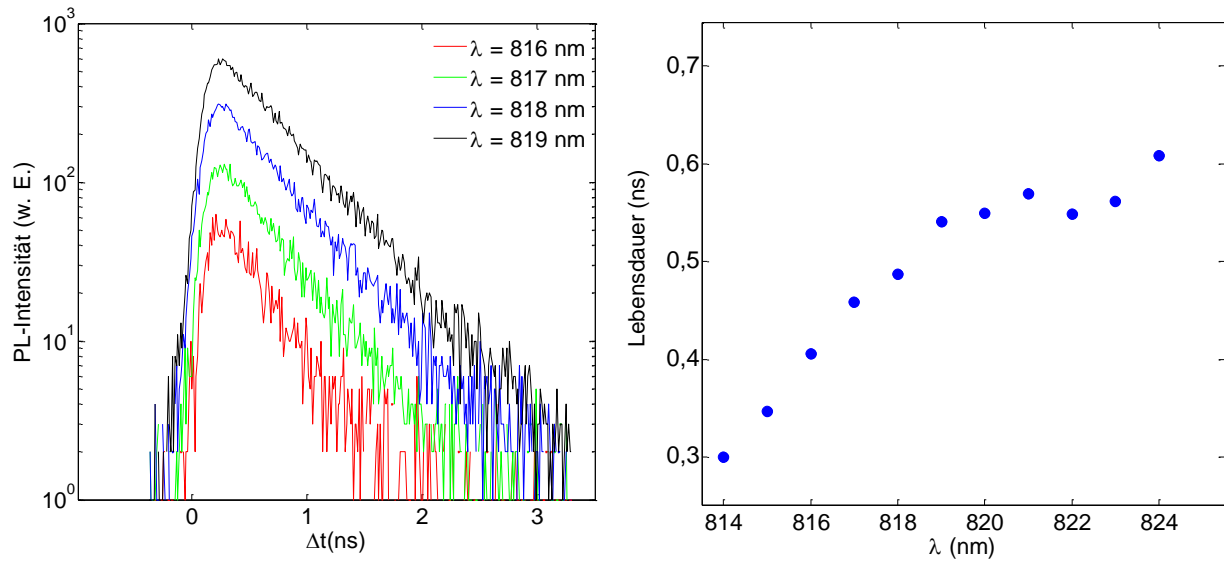
### 5.1.2 Optische Eigenschaften der n-GaAs Heterostruktur

Die optischen Eigenschaften der Probe wurden mittels Photolumineszenz-Spektroskopie (engl.: Photoluminescence, PL) untersucht. Es wurde ein linear polarisierter gepulster Diodenlaser verwendet, der eine Photonenenergie von 1,938 eV ( $\lambda = 640 \text{ nm}$ ) hat, bei einer Repetitionsfrequenz von 80 MHz und einer Pulsbreite von ca. 200 ps. Der linke Graph von Abb. 5.2 zeigt ein PL-Spektrum der untersuchten n-GaAs Probe bei Tieftemperatur  $T = 4 \text{ K}$  und weist dabei eine charakteristische Energie des GaAs Exzitons von  $\sim 1,514 \text{ eV}$  ( $\lambda = 819 \text{ nm}$ ) auf und eine Defektemission um 1,487 eV ( $\lambda = 835 \text{ nm}$ ).



**Abb. 5.2:** Photolumineszenz-Spektrum der n-GaAs-Heterostruktur bei  $T = 4 \text{ K}$ . Die verwendete Leistungsdichte betrug  $\langle P_{\text{Laser}} \rangle = 3 \text{ W/cm}^2$ .

Die zeitliche Entwicklung optisch generierter Ladungsträger wurde mittels zeit- und wellenlängenaufgelöster PL-Spektroskopie untersucht. Hierbei werden die emittierten Photonen verschiedener Wellenlängen separat detektiert und zeitaufgelöst aufgenommen. Die emittierten Photonen, die proportional zur Anzahl der Ladungsträger im Halbleiter sind, werden als Funktion der Zeit für verschiedene Wellenlängen in der linken Seite von Abb. 5.3 logarithmisch dargestellt. Hieraus lässt sich die charakteristische Lebensdauer des Elektron-Loch-Paars extrahieren.



**Abb. 5.3:** Links: Logarithmisch dargestellte PL-Intensität als Funktion der Zeit für verschiedene Detektionswellenlängen. Rechts: Extrahierte Zerfallskonstanten als Funktion der Wellenlänge.

Die Wellenlängenabhängigkeit dieser Zeitkonstante ist in der rechten Seite von Abb. 5.3 aufgetragen. Man erkennt einen leichten Anstieg der Lebensdauer mit steigender Wellenlänge. Die bevorzugte Besetzung energetisch günstigerer Stellen von Ladungsträgern führt zu einer Energierelaxation bei einer optischen Anregung, wenn die Photonenenergie oberhalb der Exzitonenenergie liegt. Dies weist draufhin, dass bei erhöhter Photonenenergie die gemessene Zeitkonstante aus einer Überlagerung der optischen Rekombination und der Energierelaxation zustande kommt. Es gilt

$$\frac{1}{\tau_r^*} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{e,rel}}. \quad (5.1)$$

wobei  $\tau_r^*$  die gemessene effektive Zeitkonstante ist,  $\tau_r$  die Rekombinationszeit,  $\tau_{e,rel}$  die Zeitkonstante der Energierelaxation. Hier ist zu erkennen, dass für  $\lambda > 819$  nm eine Sättigung bei  $\tau_r^* \approx 0,55$  ns eintritt, d.h. hier entspricht  $\tau_r^*$  der Lebensdauer  $\tau_r$ .



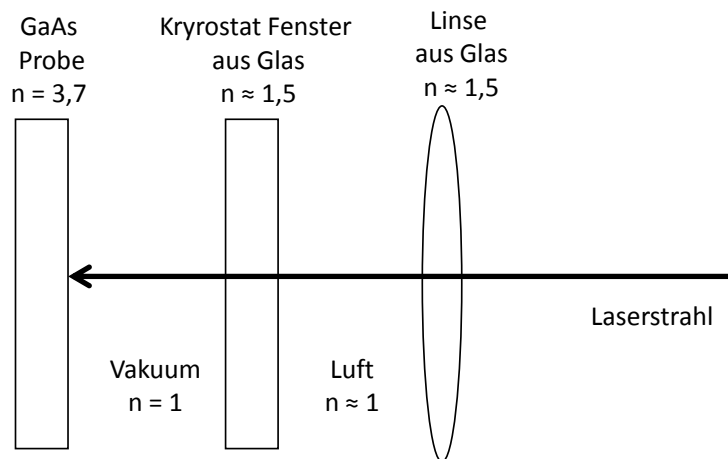
## 5.2 Kohärente Elektronenspindynamik in n-GaAs

### 5.2.1 Optische Anregungsbedingungen bei der zeitaufgelösten Kerr-Rotation-Messung

Zunächst wird die Dichte der durch die optische Anregung in GaAs generierten Elektron-Loch-Paare berechnet. Diese ist abhängig von der auf die Probe einfallenden Laserleistung, der Anregungswellenlänge und der Fokussierung des Laserspots.

Die gemittelte Pumplaserleistung beträgt bei unserer Kerr-Messung  $\langle P_L \rangle = 2 \text{ mW}$  mit  $f_L = 76 \text{ MHz}$  als Repetitionsfrequenz des Lasers. Damit ergibt sich bei einem gepulsten Laser mit der Anregungswellenlänge  $\lambda = 817 \text{ nm}$  und der Beziehung  $\langle P_L \rangle = N_{\text{Puls}} f_L \frac{hc_0}{\lambda}$  eine Photonenanzahl pro Puls von  $N_{\text{Puls}} = 1,08 \times 10^8$ .

Allgemein bekannt ist, dass an jeder Grenzfläche Reflektionen des Lichts entstehen. Dadurch wird die auf die Probe einfallende Photonenanzahl reduziert. Ein Teil des Messaufbaus, der sich zwischen dem Laserleistungsmessgerät und der Probe befindet, ist in Abb. 5.4 schematisch dargestellt. Hieran lassen sich vier Luft-Glas-Grenzflächen und eine Luft-GaAs-Grenzfläche erkennen.



**Abb. 5.4:** Teilmessaufbau zwischen dem Laserleistungsmessgerät und der Probe. Die Brechungsindizes der Probe und der optischen Bauteile sind angegeben.

Es gilt für die Transmission  $T_i$  an einer Grenzfläche  $i$

$$T_i = \frac{4n_{1i}n_{2i}}{(n_{1i} + n_{2i})^2}, \quad (5.2)$$

wobei  $n_{1i}$  und  $n_{2i}$  die Brechungsindizes für die Medien an den beiden Seiten der Grenzfläche sind. Bei der Transmission durch mehrere Grenzflächen ergibt sich

$$T_{ges} = \prod_{i=1}^n T_i. \quad (5.3)$$

Es wird mit den Brechungsindizes  $n_{Luft} = n_{Vakuum} = 1$ ,  $n_{Glas} = 1,5$  und  $n_{GaAs} = 3,7$  gerechnet. Für den in das GaAs eindringende Anteil erhält man

$$T_{ges} = (T_{Luft-Glas})^4 \cdot T_{Luft-GaAs} \approx 0,57.$$

Die in die Probe eindringende Photonenzahl pro Laserpuls  $N_{puls}^*$  beträgt damit  $N_{puls}^* = N_{puls} \cdot T_{ges} = 0,57 \times 1,08 \times 10^8 \approx 6,1 \times 10^7$ .

Durch den Absorptionskoeffizienten  $\alpha_{GaAs}$  wird der Zusammenhang zwischen einfallender Lichtintensität  $I_0$  und der bei einer Eindringtiefe  $d$  noch vorhandene Intensität  $I(d)$  gegeben. Es gilt

$$I(d) = I_0 e^{-\alpha_{GaAs} d}. \quad (5.4)$$

Mit dem Absorptionskoeffizienten von GaAs an der Bandkante von  $\alpha_{GaAs} \cong 1 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$  [Stu62] und der Dicke der aktiven GaAs-Schicht von  $d \approx 2 \mu\text{m}$  ergibt sich für die Anzahl der generierten Elektron-Loch-Paare pro Laserpuls

$$N_{e,puls} = N_{puls}^* (1 - e^{-\alpha_{GaAs} d}) = 6,1 \times 10^7 \times (1 - e^{-1 \times 10^4 \text{ cm}^{-1} \times 2 \mu\text{m}}) \approx 5,3 \times 10^7.$$

Zur Berechnung der Ladungsträgerdichte wird  $N_{e,puls}$  durch das Erzeugungsvolumen  $V_e$  geteilt, wobei zur Vereinfachung des Modells angenommen wird, dass die durch Photonen generierten Elektron-Loch Paare homogen im Halbleiter verteilt sind. Es gilt dabei

$$V_e = \pi d r_L^2. \quad (5.5)$$

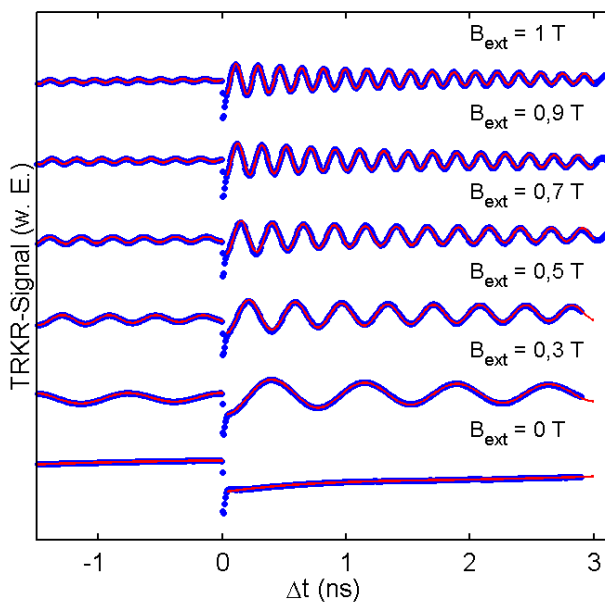
Hierbei ist  $r_L$  der Radius des Laserspots. Anhand eines typischen Werts von  $r_L = 5 \mu\text{m}$  (gemessen mittels orts aufgelöster TRKR-Messung) wird die Dichte der von Photonen generierten Elektronen  $n_{e,puls}$  gegeben durch

$$n_{e,puls} = \frac{N_{e,puls}}{V_e} = \frac{5,3 \times 10^7}{\pi \times 2 \mu\text{m} \times (5 \mu\text{m})^2} \approx 3,4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}.$$

Hier erkennt man, dass direkt nach der optischen Anregung die Dichte der optisch generierten Elektronen  $n_{e,puls} \approx 3,4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  um fast eine Größenordnung höher ist als die Dichte der durch Dotierung eingebrachten residenten Elektronen von  $n = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Mit einer aus der Abb. 5.3 extrahierten typischen Zeitkonstante der optischen Rekombination von  $\tau_r \cong 0,55 \text{ ns}$  (bei  $\lambda \cong 817 \text{ nm}$ ), ist festzustellen, dass die Photoelektronen den dominanten Anteil des Spinensembles bei  $0 < \Delta t < 1 \text{ ns}$  darstellen, danach bei  $\Delta t \gg 1 \text{ ns}$  dominieren die residenten Elektronen.

## 5.2.2 Kohärente Elektronenspindynamik in n-GaAs im externen Magnetfeld

Die kohärente Elektronen-Spindynamik in n-GaAs im externen Magnetfeld wurde mittels zeitaufgelöster Kerr-Rotation detailliert untersucht. Die in Abb. 5.5 dargestellten TRKR-Messungen wurden mit einer Anregungswellenlänge von  $\lambda = 817 \text{ nm}$  bei der Temperatur von  $T = 4 \text{ K}$  durchgeführt, dabei wurde ein externes Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche angelegt.



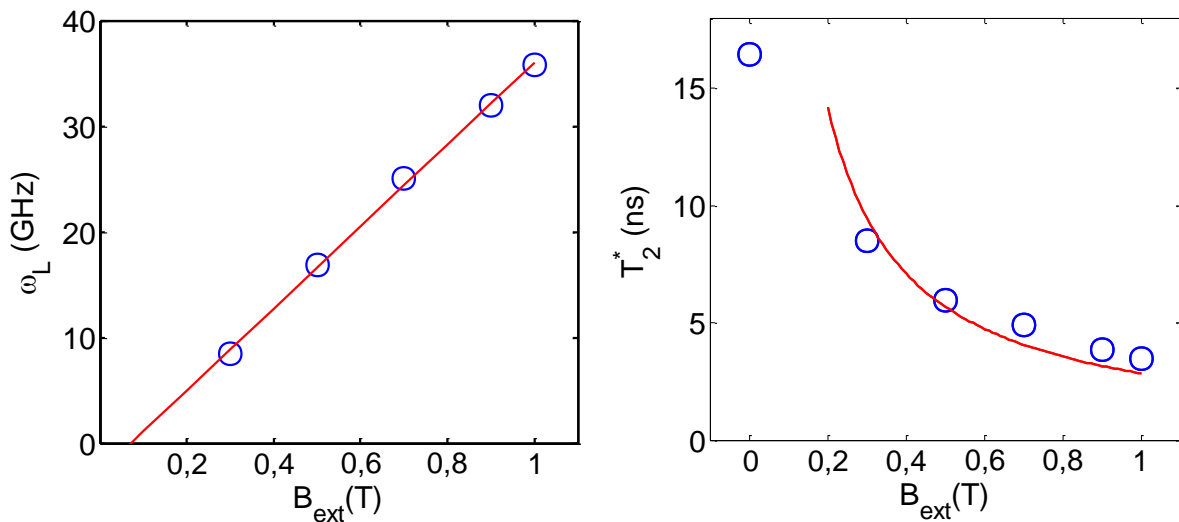
**Abb. 5.5:** Kohärente Elektronenspindynamik in n-GaAs für verschiedene externe Magnetfelder von  $B_{ext} = 0 \text{ T}$ ,  $0,3 \text{ T}$ ,  $0,5 \text{ T}$ ,  $0,7 \text{ T}$ ,  $0,9 \text{ T}$  und  $1 \text{ T}$ . Die gemessenen TRKR-Signale sind mit blauen Punkten aufgetragen. Die Kurvenanpassungen der Messkurve sind mit roten Kurven eingezeichnet.

Die Messkurven wurde mit zwei Zeitkonstanten  $T_2^*$  und  $\tau_r$  und einer Larmorfrequenz  $\omega_L$  gefittet. Dadurch lassen sich die wichtigsten Parameter der kohärenten Spindynamik ermitteln. Die extrahierten Larmorfrequenzen  $\omega_L$  und die effektiven Spinkohärenzzeiten  $T_2^*$  sind in Tab. 5.1 aufgetragen (mit  $\tau_r = 0,55$  ns aus Abb. 5.3).

	$B_{ext}$	1 T	0,9 T	0,7 T	0,5 T	0,3 T	0 T
0 < $\Delta t$ < 3ns Zeitbereich I	$\omega_L$ (GHz)	35,75	31,97	25,08	16,86	8,44	0
	$T_2^*$ (ns)	3,5	3,9	4,9	6,0	8,6	16,5
-1,5 ns < $\Delta t$ < 0 ns Zeitbereich II	$\omega_L$ (GHz)	35,16	31,56	24,8	16,64	8,23	0

**Tab. 5.1:** Extrahierte Larmorfrequenzen  $\omega_L$  und effektive Spinkohärenzzeiten  $T_2^*$  für die Zeitbereiche I und II.

Aus der Kurvenanpassung und dem linearen Zusammenhang der Larmorfrequenz für Zeitbereich I und dem angelegten Magnetfeld (siehe Abb. 5.6 links) ergibt sich gemäß Gl. (2.23) ein g-Faktor von  $g = -0,44$ , der gut mit der Literatur übereinstimmt ( $g = -0,44$  für Donator gebundene Elektronenspins) [Wei77, Yan93, Hoh06].



**Abb. 5.6:** Aus der Kurvenanpassung extrahierte Larmorfrequenz ( $0 < \Delta t < 3$  ns) und Spinkohärenzzeiten  $T_2^*$  als Funktion des externen Magnetfelds. Links: Lineare Magnetfeldabhängigkeit der Larmorfrequenz. Aus der Kurvenanpassung wurde ein g-Faktor

von  $g = -0,44$  ermittelt. Rechts: Extrahierte effektive Spinkohärenzzeit  $T_2^*$  für Zeitbereich I ( $0 \text{ ns} < \Delta t < 3 \text{ ns}$ ). Ein Fit mit  $T_2^* \approx \hbar\sqrt{2}/\Delta g\mu_B B$  und  $\Delta g = 0,005$  ist durch die rote Linie gekennzeichnet.

In der rechten Seite von Abb. 5.6 sind die nach Gl. (4.3) angepassten Spinkohärenzzeiten  $T_2^*$  über das angelegte externe Magnetfeld aufgetragen. Dabei ist zu beobachten, dass  $T_2^*$  mit steigendem Magnetfeld abnimmt. Dieser Effekt kann durch eine inhomogene Spin-Dephasierung erklärt werden, die sich durch die Gleichung

$$\Delta\phi = \Delta g\mu_B Bt / \hbar \quad (5.6)$$

ergibt [Abr61], wobei  $\Delta\phi$  die Bandbreite der Phase des Spins ist und  $\Delta g$  die Bandbreite der Verteilung des g-Faktors. Als eine Folge lautet der Zusammenhang zwischen der effektiven Spinkohärenzzeit und dem Magnetfeld [Kik98]

$$T_2^* \approx \hbar\sqrt{2} / \Delta g\mu_B B. \quad (5.7)$$

Setzt man die in Tab. 5.1 dargestellte  $T_2^*$  und  $B_{ext}$  in Gl. (5.7) ein, so erhält man eine Verbreiterung des g-Faktors  $\Delta g \approx 0,005$ , welche in einer guten Übereinstimmung mit der Literatur ist [Kik98].  $\Delta g$  wird von der Verteilung der Photonenenergie der optischen Anregung bestimmt.

Man erkennt aus Tab. 5.1 als interessantes Detail, dass sich die Larmorfrequenzen  $\omega_L$  in den zwei Zeitbereichen ( $0 < \Delta t < 3 \text{ ns}$  und  $-1,5 \text{ ns} < \Delta t < 0 \text{ ns}$ ) leicht voneinander unterscheiden. Obwohl dieser Frequenzunterschied sehr klein ist, lässt sich er von einem einfachen Messfehler unterscheiden, da bei allen Messungen die Differenz der Larmorfrequenzen in den Zeitbereichen I zu II das gleiche Vorzeichen hat. Wie bereits im letzten Abschnitt gezeigt, sind Photoelektronen die dominante Spinpopulation im Zeitbereich I und residente Elektronen im Zeitbereich II.

Betrachtet man den linearen Zusammenhang aus der Gl. (2.23)  $\omega_L \propto g$  und  $\omega_L \propto B$ , dann ist festzustellen, dass entweder  $g_{e,Photo} > g_{e,resident}$  oder  $B_{eff-Photo} > B_{eff-resident}$  ist, wobei  $g_{e,Photo}$  und  $g_{e,resident}$  der g-Faktor für die photo- bzw. residente Elektronen ist und  $B_{eff-Photo}$  und  $B_{eff-resident}$  das entsprechende effektive Magnetfeld. Es gibt daher zwei mögliche Erklärungen:

1. Unterschiedlicher g-Faktor für die Photo- und residenten Elektronen.
2. Unterschiedliche effektive Magnetfelder für die Photoelektronen und die residenten Elektronen.

Ein energieabhängiger g-Faktor in GaAs wurde bereits in der Literatur diskutiert [Hoh06], wobei mit steigender kinetischer Energie der Elektronen ein sinkender Absolutwert des g-Faktors beobachtet wird. Da die Photoelektronen eine leicht höhere Energie besitzen als die residenten Elektronen, lässt sich die Differenz der Larmorfrequenzen für die verschiedenen Elektronenzustände durch eine solche Variation des g-Faktors nicht erklären.

Die zweite mögliche Erklärung, eine Variation des Magnetfelds, könnte durch eine Kernspinpolarisation (DNP) und das dadurch induzierte Kernfeld verursacht werden. Obwohl der durch PEM mit einer Frequenz von 50 KHz modulierte Pumplaser im Mittel unpolarisiert sein sollte, kann nicht ausgeschlossen werden, dass der modulierte Pumplaser eine geringe Restpolarisation besitzt, wie dies bereits von unserer Gruppe [Hoh12, Nan07] und anderen Gruppen beobachtet wurde [Sal01, Kno06]. Die Ursache dafür ist wahrscheinlich eine asymmetrische Modulation des PEMs, die entweder von der leicht asymmetrischen Hochspannung der Steuereinheit des PEMs verursacht wird oder von einem asymmetrischen piezoelektrischen Effekt des Kristalls.

Betrachtet man zum Beispiel die TRKR-Kurven für ein Magnetfeld  $B_{ext} = 0,7 \text{ T}$  im ‚negativen‘ Zeitbereich, so wird folgendes Phänomen deutlich: Trotz einer in Abb. 5.6 (rechts) ermittelten Zeit  $T_2^* = 4,9 \text{ ns}$  sind nach 12 ns noch starke TRKR-Signale zu erkennen. Dieses Detail deutet drauf hin, dass sich die zwei TRKR-Kurven aus den zwei Zeitbereichen (I:  $0 \text{ ns} < \Delta t < 3 \text{ ns}$ , II:  $-1,5 \text{ ns} < \Delta t < 0 \text{ ns}$ ) nicht nach Gl. (4.3) mit denselben Parametern anpassen lassen. Fittet man die TRKR-Kurven im ‚negativen‘ Zeitbereich, erhält man tatsächlich neben den leicht abweichenden Larmorfrequenzen auch längere  $T_2^*$  Zeiten gegenüber den angepassten Parametern für den Zeitbereich I. Eine wahrscheinliche Erklärung dafür ist die Existenz von Schwebungen in den Kurven, die erst mit einem längeren  $\Delta t$  zu erkennen sind. Das ist ein Hinweis dass mindestens zwei verschiedene Spinensembles mit unterschiedlichen Larmorfrequenzen  $\omega_L$  existieren. Ähnliche Beispiele findet man in der Literatur [Hei04].

Das entsprechende effektive Magnetfeld  $\mathbf{B}_{eff}$  ist, wie in Kap. 2.3.4 bereits beschrieben, gegeben durch  $\mathbf{B}_{eff} = \mathbf{B}_{ext} + \mathbf{B}_N$ . Aus dem linken Bild von Abb. 5.6 erkennt man, dass der

Schnittpunkt der Kurvenanpassung mit der x-Achse nicht beim Nullpunkt (0,0) liegt. Dies ist ein weiterer Hinweis auf die Existenz eines effektiven Magnetfelds, das im Bereich 10 – 100 mT vom externen Magnetfeld abweicht.

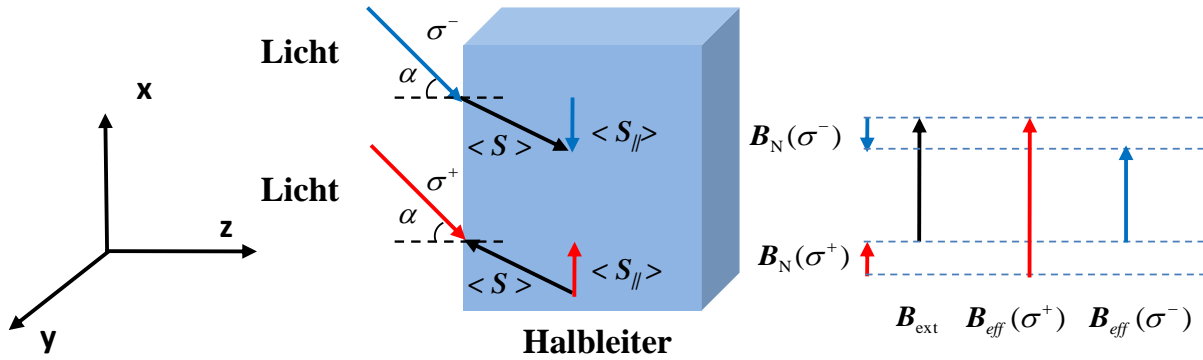
Es stellt sich die Frage ob dieses Kernfeld zu den unterschiedlichen effektiven Magnetfeldern für die Photoelektronen und die residenten Elektronen führen kann und welche Rolle die beiden Elektronenzustände bei der DNP spielen. Gezielte Untersuchungen zu diesen Punkten wurden durchgeführt und werden im folgenden Abschnitt dargestellt.

## 5.3 Einfluss der Hyperfein-Wechselwirkung auf die kohärente Spindynamik in n-GaAs

### 5.3.1 Dynamische Kernspinpolarisation in GaAs

Wie im Abschn. 2.4.4 bereit dargestellt, werden in GaAs mittels Injektion spinpolarisierter Photoelektronen Kernspins ausgerichtet als Folge der Hyperfein-Wechselwirkung. Nach Gleichung (2.64) lässt sich der maximale Wert des Knightfelds  $B_e$  abschätzen. In Volumen GaAs beträgt nach den optischen Auswahlregeln der maximale Wert des gemittelten Elektronenspins  $\langle S \rangle = 1/4$  [Mei84]. Mit den bekannten  $b_e^\alpha(0)$  Werten ( $b_e^{69Ga}(0) = b_e^{71Ga}(0) = -0,013$  T und  $b_e^{75As}(0) = -0,022$  T [Pag77]) ergibt sich  $B_{e,max}(0)$  in der Größenordnung von 5 mT, das viel kleiner ist als das externe Magnetfeld  $B_{ext}$  bei unseren experimentellen Bedingungen ( $B_{ext} = 0,66$  T). Aus den in Abb. 2.9 dargestellten Kopplungen zwischen dem externen Magnetfeld  $\mathbf{B}_{ext}$ , dem Knightfeld  $\mathbf{B}_e$  und dem Kernfeld  $\mathbf{B}_N$  ergibt sich im Fall  $|\mathbf{B}_e| \ll |\mathbf{B}_{ext}|$ , dass  $\mathbf{B}_N$  parallel zu  $\mathbf{B}_{ext}$  ausgerichtet wird.

In Abb. 5.7 wird der Zusammenhang zwischen dem externen Magnetfeld  $\mathbf{B}_{ext}$ , den zirkular polarisierten Photonen, den spinpolarisierten Photoelektronen (mit einem gemittelten Spin  $\langle S \rangle$  und einem parallelem oder antiparallelem Anteil  $\langle S_{||} \rangle$  zum externen Magnetfeld), dem Knightfeld  $\mathbf{B}_e$  und dem daraus induzierten Kernfeld  $\mathbf{B}_N$  anschaulich dargestellt.



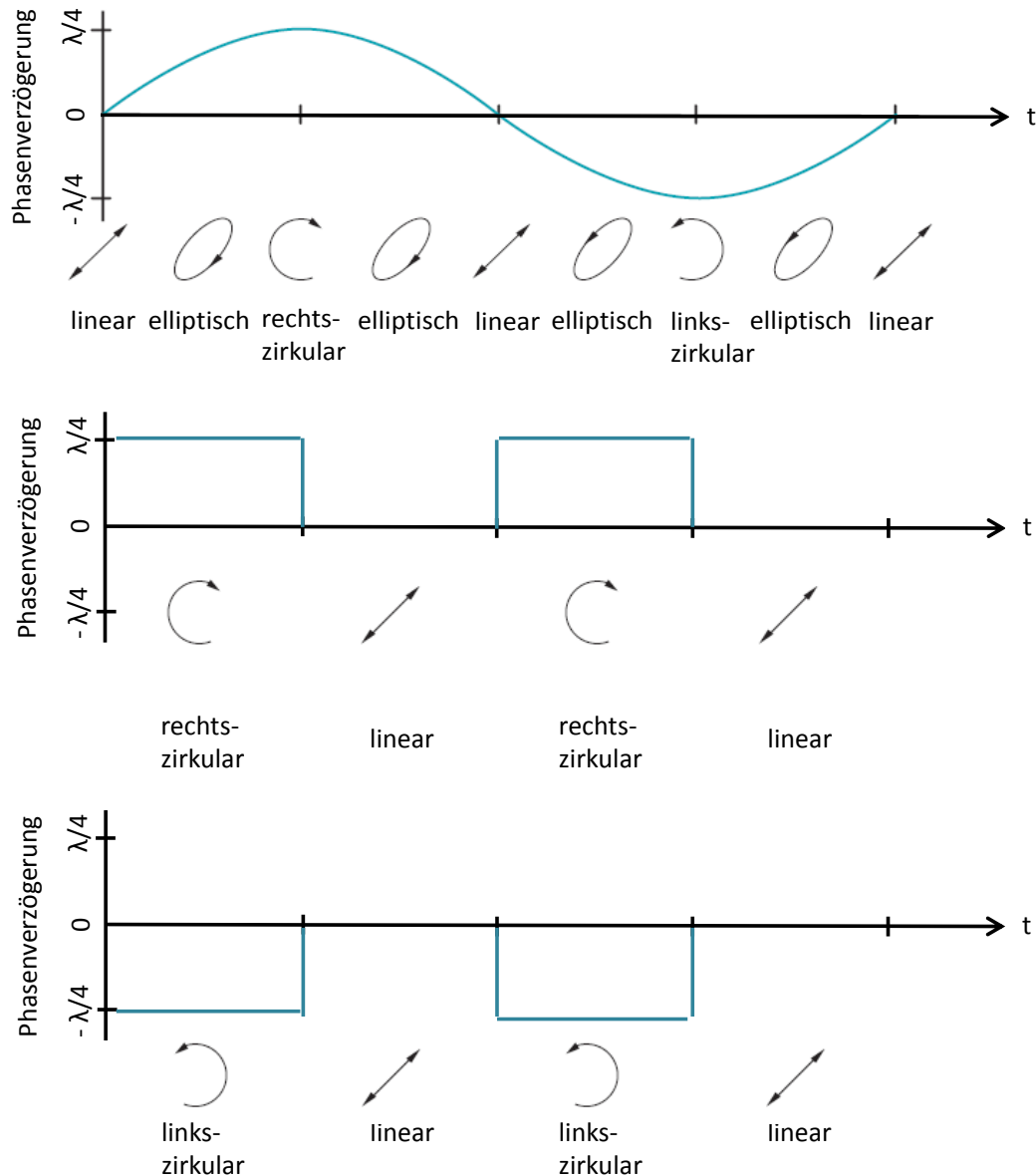
**Abb. 5.7:** Schematische Darstellung der dynamischen Kernspinpolarisation durch optisch generierte spinpolarisierte Elektronen in einem externen Magnetfeld.

Zur Generation einer Kernspinpolarisation wurde in unserem Experiment nach der in Abb. 5.7 dargestellten Geometrie der Pumpstrahl so ausgerichtet, dass er in einem definierten Winkel  $\alpha \approx 10^\circ$  zur Wachstumsachse der Probe steht.

Um einen höheren Spinpolarisationsgrad der Photoelektronen zu erreichen, wurde der Pumpstrahl mithilfe eines Elektro-Optischer-Modulators (engl: Electro Optic Modulator, EOM) moduliert.

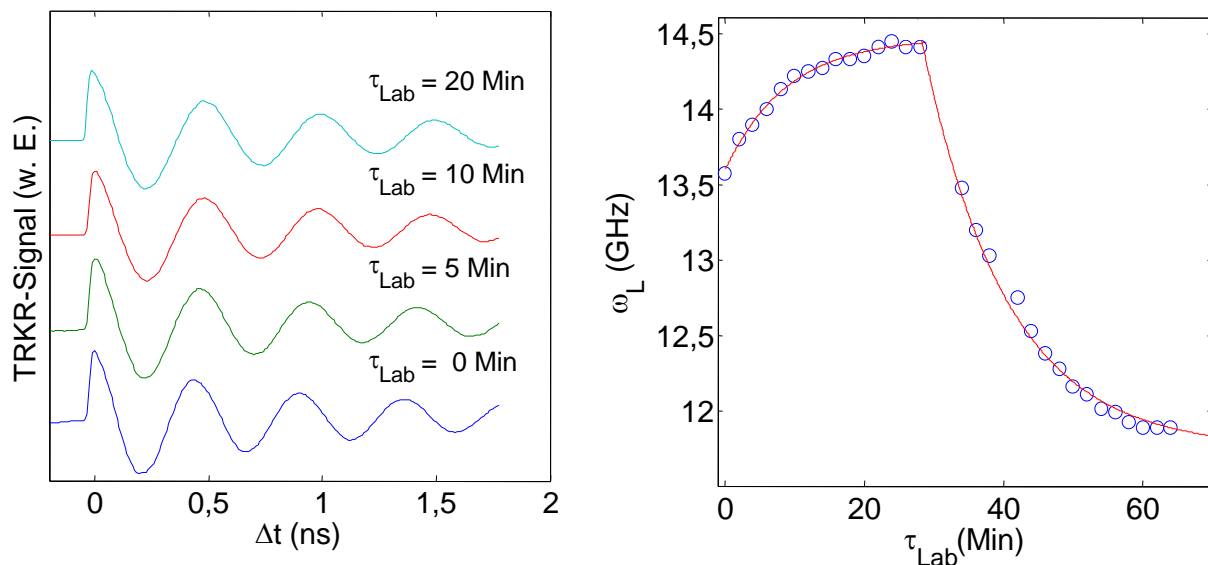
Bei PEM wird der Polarisationsgrad des Pumpstrahls zwischen  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$  moduliert und beträgt idealer Weise im Mittel 0 (siehe Abb. 5.8 oben). Mit dem EOM lässt sich die Modulation des Pumpstrahls zwischen 0 und  $\sigma^+$  oder zwischen 0 und  $\sigma^-$  einstellen. Daher kann der mittlere Polarisationsgrad der Pumplaserphotonen eingestellt werden, sowohl  $\sigma^+$  polarisierte Anregung als auch  $\sigma^-$  polarisierte Anregung ist möglich (siehe Abb. 5.8 mitte und unten).





**Abb. 5.8:** Modulation des Pumpstrahls. Oben: Photoelastischer Modulator (PEM), Mitte: Elektro-Optischer-Modulator (EOM) mit  $\sigma^+$  (rechtszirkular) Anregung, Unten: Elektro-Optischer-Modulators (EOM) mit  $\sigma^-$  (linkszirkular) Anregung.

Die linke Seite von Abb. 5.9 zeigt die in Serie durchgeführten Messungen unter gleichen experimentellen Bedingungen (Temperatur, externes Magnetfeld und Anregungswellenlänge). Die Pump- und Probestrahlen wurden vor dem Start der Messungen geblockt, damit die Kernspins im thermischen Gleichgewicht unpolarisiert bleiben. Die Laborzeit errechnet sich unmittelbar mit dem Start der Aktivierung des Laserstrahls. Jede Messung dauerte ca. eine Minute. Die Probe wurde zuerst mit  $\sigma^+$  polarisiertem Pumpstrahl angeregt, und nach der Sättigung des Kernfelds mit  $\sigma^-$  polarisierter Anregung weiter durchgeführt.



**Abb. 5.9:** Links: Gemessene TRKR-Kurven in Abhängigkeit der Laborzeit  $\tau_{\text{Lab}}$  ( $B_{\text{ext}} = 374 \text{ mT}$ ,  $\lambda = 817 \text{ nm}$  und  $T = 4 \text{ K}$ ), Rechts: Larmorfrequenzen über der Laborzeit  $\tau_{\text{Lab}}$  (blaue Punkte). Eine Anpassung mit exponentiellem Gesetz ist mit roten Linien gekennzeichnet. Eine charakteristische Zeitkonstante des DNP-Prozess von  $\tau = 10 \text{ Min}$  kann extrahiert werden [Che11].

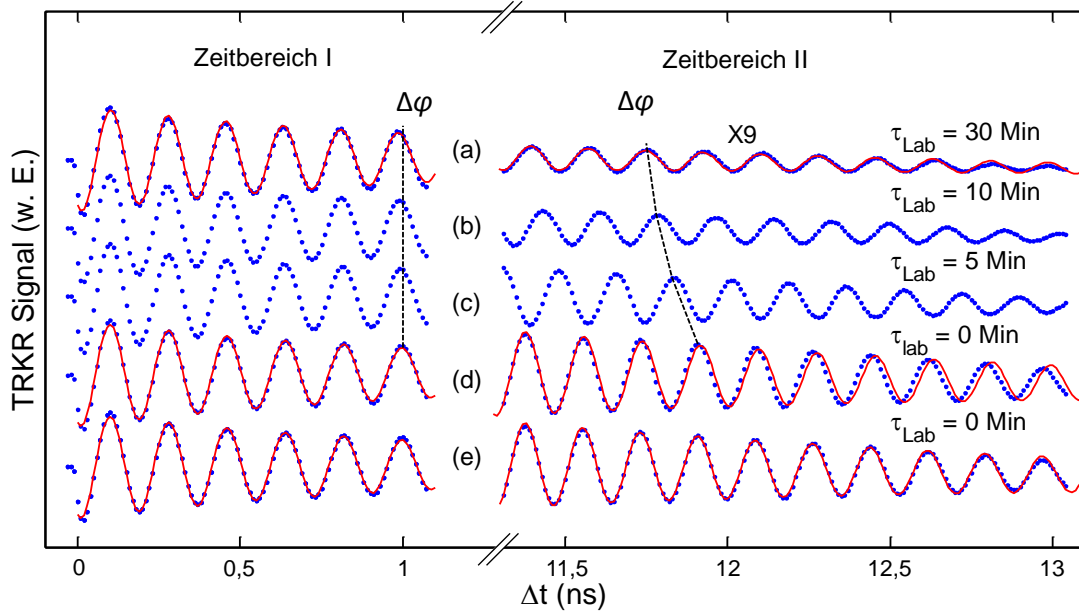
Da die untersuchten Elektronspins um das effektive Magnetfeld  $\mathbf{B}_{\text{eff}} = \mathbf{B}_{\text{ext}} + \mathbf{B}_N$  präzedieren, lässt sich das Kernfeld  $\mathbf{B}_N$  gemäß Gl.(2.23) aus der Larmorfrequenz  $\omega_L$  und dem bekannten externen Magnetfeld  $\mathbf{B}_{\text{ext}}$  extrahieren. Die Verschiebung der Larmorfrequenz erkennt man an der Phasenverschiebung  $\Delta\phi$  verschiedener Messkurven. Da sich bei allen Kurven der Bezugspunkt  $\phi = 0$  auf dem zeitlichen Nullpunkt  $\Delta t = 0$  befindet, ist es leicht ersichtlich, dass der Phasenversatz zwischen verschiedenen Kurven auf eine Änderung der Larmorfrequenz hindeutet. Wie erwartet zeigt sich je nach Polarisationsrichtung des Pumpstrahls eine positive bzw. eine negative Änderung der Larmorfrequenz. Durch diese Differenz der Larmorfrequenzen kann ein Kernfeld bei Sättigung von  $|\mathbf{B}_N| = 41,6 \text{ mT}$  extrahiert werden. Die aus der Kurvenanpassung extrahierte charakteristische Zeitkonstante der Entwicklung von  $\omega_L$  beträgt 10 Minuten. Sie stellt einen typischen Wert für den DNP Prozess in GaAs dar, wenn die Dotierung in der Nähe des MIT-Übergangs liegt [Kno06, Lu06, Kat05, Kik00].

### 5.3.2 Rolle von Donator-gebundenen Elektronen und freien Elektronen bei der DNP

Wie im vorherigen Abschnitt erläutert wurde, werden die gemessene TRKR-Signale innerhalb verschiedener Zeitbereiche I und II durch verschiedene Elektronen bestimmt: Die durch Dotierung in n-GaAs eingebrachten residenten Elektronen und die optisch angeregten Photoelektronen. Aus Abb. 5.8 erkennt man, dass durch PEM die Polarisation des Pumpstrahls sinusförmig moduliert wird, während sie durch EOM rechteckförmig moduliert wird. Somit ergibt der mit PEM modulierte Pumpstrahl in Kombination mit einem Lock-in Verstärker ein besseres Signal/Rausch Verhältnis. Dies ist wichtig um ein besseres TRKR-Signal aus Zeitbereich II zu bekommen und die Spindynamik der residenten Elektronen zu untersuchen. Allerdings reduziert sich dabei der gemittelte Polarisationsgrad des Pumpstrahls und dadurch der absolute Kernspinpolarisationsgrad.

In Abb. 5.10 ist eine Serie von TRKR-Messungen als Funktion der Laborzeit dargestellt. Die gemessenen TRKR-Signale sind mit blauen Punkten aufgetragen. Die Kurvenanpassungen der Messkurven sind mit roten Kurven eingezeichnet.

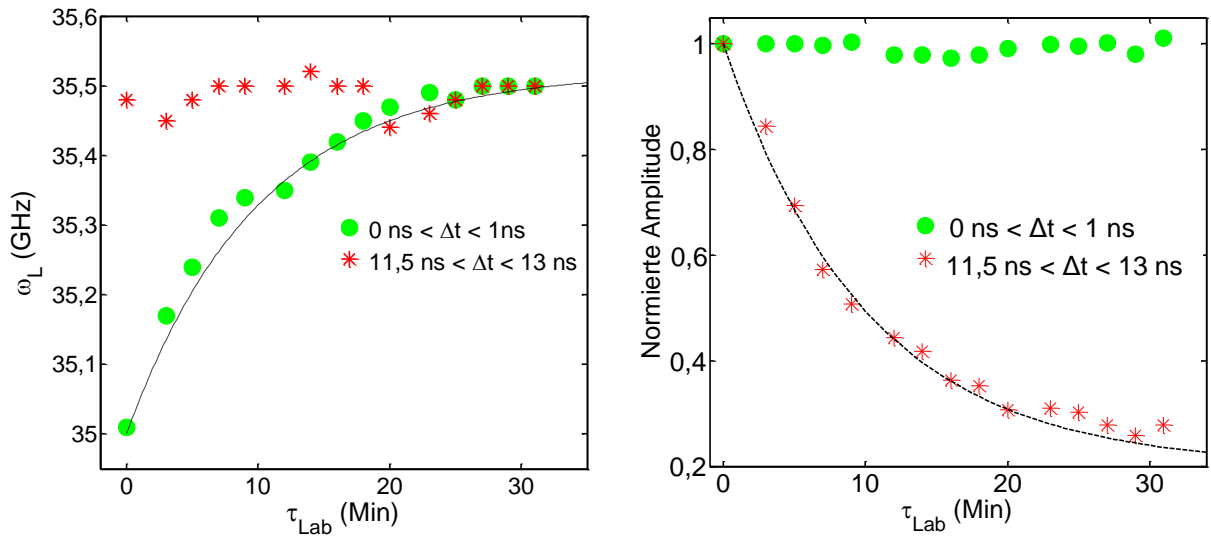
Aus den Messdaten im Zeitbereich I ist ein leichter Phasenversatz  $\Delta\varphi$  am Verzögerungszeitpunkt  $\Delta t = 1$  ns zwischen den Messungen bei verschiedenen Laborzeiten zu erkennen. Im Zeitbereich II erkennt man neben einer mit steigender Laborzeit reduzierten Amplitude des TRKR-Signals noch einen viel deutlicheren Phasenversatz zwischen den Kurven, wobei sich die Larmorfrequenzen verschiedener Kurven auf den ersten Blick nicht direkt miteinander vergleichen lassen.



**Abb. 5.10:** Gemessene TRKR-Kurven in Abhängigkeit der Laborzeit  $\tau_{Lab}$  ( $B_{ext} = 900 \text{ mT}$ ,  $\lambda = 817 \text{ nm}$  und  $T = 4 \text{ K}$ ). Die blauen Punkte sind Messdaten und die Kurvenanpassungen werden mit roten durchgezogenen Linien dargestellt: a) Messdaten bei der Laborzeit  $\tau_{Lab} = 30 \text{ Min}$ . Die Kurvenanpassung erfolgte mit  $\omega_L = 35,55 \text{ GHz}$  für beide Zeitbereiche I und II. b) Messdaten bei der Laborzeit  $\tau_{Lab} = 10 \text{ Min}$ . c) Messdaten bei der Laborzeit  $\tau_{Lab} = 5 \text{ Min}$ . d) Messdaten bei der Laborzeit  $\tau_{Lab} = 0 \text{ Min}$ . Kurvenanpassung mit  $\omega_L = 35,01 \text{ GHz}$  für die Zeitbereiche I und II. e) Messdaten bei der Laborzeit  $\tau_{Lab} = 0 \text{ Min}$ . Kurvenanpassung mit  $\omega_L = 35,01 \text{ GHz}$  für den Zeitbereich I ( $0 \text{ ns} < \Delta t < 1 \text{ ns}$ ) und  $\omega_L = 35,55 \text{ GHz}$  für den Zeitbereich II ( $11,5 \text{ ns} < \Delta t < 13 \text{ ns}$ ) [Hua12].

Die Messdaten bei jeder Laborzeit aus den zwei Zeitbereichen werden zuerst mit der gleichen Larmorfrequenz gefittet. Bei der Laborzeit  $\tau_{Lab} = 30 \text{ min}$  erfolgte dies mit  $\omega_L = 35,55 \text{ GHz}$  für beide Zeitbereiche I und II (siehe Abb. 5.10 (a)). Bei der Laborzeit  $\tau_{Lab} = 0 \text{ Min}$  mit  $\omega_L = 35,01 \text{ GHz}$  hingegen ist eine deutliche Abweichung im Zeitbereich II zu erkennen (siehe Abb. 5.10 (d)). So werden die Kurven in beiden Zeitbereichen mit verschiedener Larmorfrequenz angepasst (siehe Abb. 5.10 (e)), mit  $\omega_L = 35,01 \text{ GHz}$  für den Zeitbereich I und  $\omega_L = 35,55 \text{ GHz}$  für den Zeitbereich II).

In Abb. 5.11 sind die angepassten Larmorfrequenzen (linke Grafik) und Amplituden (rechte Grafik) für die Zeitbereiche I und II in Abhängigkeit der Laborzeit dargestellt.



**Abb. 5.11:** Links: Angepasste Larmorfrequenzen  $\omega_L$  für die Zeitbereiche I (grüne Kreise) und II (rote Sterne). Mittels einer Kurvenanpassung entsprechend der Gleichung  $\omega_L(\tau_{Lab}) = \omega_L(0) + \Delta\omega (1 - e^{-\tau_{Lab}/\tau})$  lässt sich die Änderung der Larmorfrequenzen  $\omega_L$  im Zeitbereich I mit einer Zeitkonstante von  $\tau = 10$  Min beschreiben (schwarze Linie), wobei  $\Delta\omega = \omega_L(\infty) - \omega_L(0)$  ist. Rechts: Normierte TRKR-Amplitude für die Zeitbereiche I und II als Funktion der Laborzeit  $\tau_{Lab}$ . Für den Zeitbereich II wird die Kurve angepasst mit einer Gleichung  $Amplitude(\tau_{Lab}) = Amplitude(0)e^{-\tau_{Lab}/\tau}$ . Die extrahierte Zeitkonstante ist  $\tau = 10$  Min.

Aus dem Vergleich der beiden Kurven in der linken Grafik ergibt sich, dass die Larmorfrequenz  $\omega_L$  für die residenten Elektronen (Zeitbereich II) nicht von der Laborzeit abhängt, während sich  $\omega_L$  für die Photoelektronen mit der Laborzeit systematisch ändert. Die grüne Kurve beginnt mit der Larmorfrequenz  $\omega_L = 35,01$  GHz und steigt bis zum Wert  $\omega_L = 35,55$  GHz mit einer Zeitkonstante von 10 Minuten, die gleich ist wie die in der Abb. 5.9 gezeigte. Diese Differenz der Larmorfrequenzen kann auf ein Kernfeld von  $|B_N| \sim 13$  mT zurückgeführt werden.

Aus den in Abb. 5.11 (links) dargestellten Daten wird ersichtlich, dass die residenten Elektronen eine von der Laborzeit unabhängige Larmorfrequenz besitzen. Interessant ist, dass die Larmorfrequenzen beider Elektronenzustände nach einer langen Laborzeit von  $\tau_{Lab} \geq 25$  Min einen gemeinsamen Wert von  $\omega_L = 35,55$  GHz erreichen.

Wie bereit in Abschn. 2.4.4 beschrieben, wird die Effizienz der Hyperfein-Wechselwirkung zwischen Kernen und Elektronen von der Lokalisation der Elektronen bestimmt. Aus dieser Überlegung wird evident, dass die in Abb. 5.11 dargestellten zwei verschiedenen Verhaltensweisen residenter Elektronen und Photoelektronen von ihrer unterschiedlichen Lokalisierung verursacht werden.

Man erkennt zwei interessante Details in Abb. 5.10 und Abb. 5.11:

1. Obwohl die Larmorfrequenz der Donator-gebundenen Elektronen (im Zeitbereich II) konstant bleibt, verschiebt sich deren Phase mit der Laborzeit.
2. Die Amplitude des TRKR-Signals im Zeitbereich II sinkt mit einer Zeitkonstanten von 10 Minuten, die identisch ist wie die Zeitkonstante der Larmorfrequenz in Zeitbereich I sich ändert.

Diese zwei Effekte liefern den Schlüssel für das detaillierte Verständnis der verschiedenen Kopplungen zwischen den Spinträgern in n-GaAs, die im nächsten Abschnitt diskutiert werden.

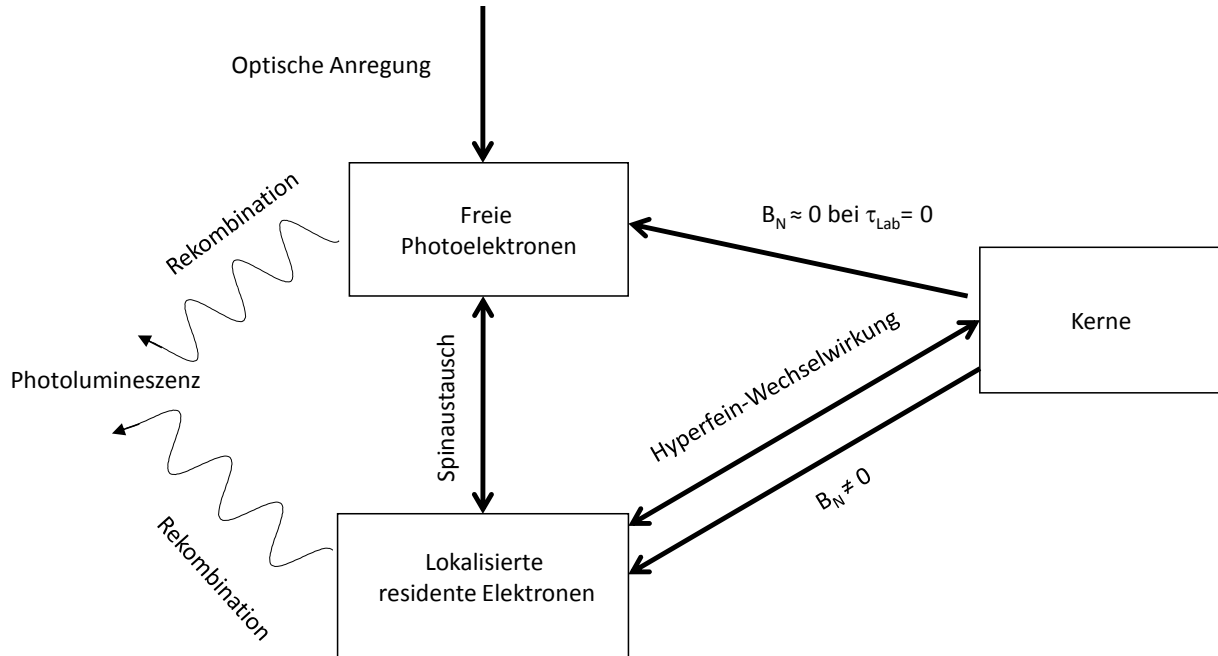
### 5.3.3 Rolle von Donator-gebundenen Elektronen und freien Elektronen bei der DNP - Modellbildung

#### **Spinaustausch zwischen freien und Donator-gebundenen Elektronen**

Die in Abb. 5.10 dargestellte Phasenverschiebung der residenten Elektronen im Zeitbereich II kann auf eine Wechselwirkung zwischen den beiden Elektronenzuständen zurückgeführt werden. Der sehr effiziente Spinaustausch zwischen den Elektronen beider Zustände hat eine Zeitkonstante von  $\tau_{ex} \approx 1\text{ps}$  [Kav08], sodass er nicht nur zu einem Ausgleich des Polarisationsgrads der verschiedenen Elektronenzustände führt, sondern auch für eine Synchronisierung der Spinpräzession aller Elektronen zuständig ist. Dies bedeutet, dass die Elektronen verschiedener Zustände um das gemittelte Magnetfeld präzedieren. Wird das effektive Magnetfeld eines Elektronenzustands geändert, resultiert daraus eine Larmorfrequenz- bzw. Phasenverschiebung der beiden Elektronenzustände.

### DNP-Prozesses in n-GaAs

Nun lässt sich das komplette Bild des DNP-Prozesses in n-GaAs betrachten. In Abb. 5.12 sind die Kopplungen zwischen verschiedenen Spinträgern schematisch dargestellt.



**Abb. 5.12:** Schematische Darstellung der Kopplungen zwischen verschiedenen Spinträgern in n-GaAs.

Anhand der in Abb. 5.11 gezeigten Messdaten und dem in Abb. 5.12 dargestellten Modell der Kopplungen zwischen verschiedenen Spinträgern lässt sich der DNP-Prozess in n-GaAs in folgende Schritte zerlegen.

1. Nachdem spinpolarisierte freie Leitungsbandelektronen durch optische Anregung generiert sind, tritt ein Ausgleich der Spinpolarisation freier Photoelektronen und lokalisierter, Donator gebundener Elektronen aufgrund eines sehr effizienten Spinaustauschs zwischen den Elektronen beider Zustände auf.
2. Eine effiziente Hyperfein-Wechselwirkung zwischen Kernen und den Donator gebundenen Elektronen führt zu einer schnellen DNP in der Nähe der Donatoren und aus den spinpolarisierten Kernen wird entsprechend ein lokales Kernfeld aufgebaut. Da sich das effektive lokale Magnetfeld  $\mathbf{B}_{eff}$  in den Donator-Umgebungen dadurch erhöht (für  $\mathbf{B}_N$  parallel zu  $\mathbf{B}_{ext}$ ), präzedieren die Donator gebundenen Elektronen mit einer erhöhten Larmorfrequenz. Aufgrund der kurzen Zeitkonstante des DNP-

Prozesses in der Nähe der Donatoren, die unterhalb des Auflösungsvermögens unserer Messung ( $\sim 1$  min) liegt, beobachtet man nur ein gesättigtes Kernfeld und somit eine konstante Larmorfrequenz.

3. Bei  $\tau_{Lab} = 0$  ist das Kernfeld  $B_N \approx 0$  im Volumen GaAs, d.h. die freien Elektronen präzedieren mit einer Larmorfrequenz  $\omega_L \approx \frac{g\mu_B B_{ext}}{\hbar}$ .
4. Gibt es einen Gradienten zwischen spinpolarisierten Kernen in den Donator-Umgebungen und unpolarisierten Kernen im Kristallbereich zwischen den Donatoratomen, findet eine Kernspindiffusion statt. Da dieser Prozess nur einen niedrigen Diffusionskoeffizienten  $D_I \approx 1 \times 10^{-13} \text{cm}^2/\text{s}$  [Pag82] besitzt und gegebenenfalls noch durch Spin-Diffusion-Blocking [Lu06, Pag08] verlangsamt wird, werden die Kerne im Kristallbereich nur langsam polarisiert. Unter unseren experimentellen Bedingungen, bei denen durch ständige Injektion spinpolarisierter Elektronen durch einen zirkular polarisierten Pumpstrahl die Kernspinpolarisation in der Donator-Umgebung gesättigt ist, handelt es sich um eine Kernspindiffusion mit unerschöpflicher Quelle. Dadurch steigt das Kernfeld zwischen den Donatoratomen mit der Diffusionszeit langsam an, bis es letztlich einen gesättigten Wert hat, der identisch ist mit dem Kernfeld in der Donator-Umgebung.

Die Frage ob die freien Elektronen auch direkt zur DNP beitragen, ist laut Literatur immer noch umstritten [Lu06, Par04, Par05]. Zwei interessante Details aus unserem experimentellen Ergebnis deuten drauf hin, dass eine direkte DNP durch freie Elektronen vernachlässigt werden kann:

1. Die Larmorfrequenz der Donator gebundenen Elektronen bleibt über lange Laborzeiten hinweg konstant (siehe linke Seite der Abb. 5.11). Würde ein zusätzliches Kernfeld durch freie Elektronen erzeugt werden, das eine andere charakteristische Zeitkonstante hätte, hätte dieses Feld Einfluss auf alle Elektronen im Kristall. In diesem Fall müsste die Larmorfrequenz der Donator-gebundenen Elektronen mit der Laborzeit ansteigen, was im Widerspruch zu unserem experimentellen Ergebnis steht.
2. Der zeitliche Verlauf der Larmorfrequenz von freien Elektronen (grüne Kurve) nähert sich an die konstante Larmorfrequenz der Donator gebundenen Elektronen (rote Kurve) an und beweist damit, dass es zuerst eine Kernfelddifferenz zwischen den Elektronen zweier Zustände gibt, die mit ansteigender Laborzeit verschwindet, woraus



letztlich ein ausgeglichenes Kernfeld über den ganzen Kristallbereich resultiert. Dieses typische Verhalten unterstützt die Interpretation, dass die DNP im Kristallbereich auf Kernspindiffusion zurückzuführen ist.

### Inhomogenes Knightfeld

Aus der Dotierkonzentration unserer n-GaAs Probe  $n_D = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  ergibt sich ein durchschnittlicher Abstand zwischen benachbarten Donatoren von 26 nm. Mit dem Diffusionskoeffizienten  $D_I \approx 1 \times 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{s}$  wird die Zeitkonstante der Kernspindiffusion zu 10 s berechnet, die ca. 2 Größenordnung kürzer ist als die gemessene Zeitkonstante von 10 Minuten (siehe Abb. 5.11). Dies weist drauf hin, dass die Kernspindiffusion blockiert ist.

Der durch das inhomogene Kernfeld  $B_N(r)$  verursachte Kernspin-Diffusion-Prozess erfolgt durch den Energie erhaltenden Spinaustausch (engl.: Spin Exchange or Spin Flip-Flop) benachbarter Kerne. In Anwesenheit eines großen Feldgradienten kann das effektive lokale Feld  $B_L$  die durch Flip-Flop verursachte Zeemanverschiebung nicht kompensieren [Pag08]. Dadurch wird der Spinaustausch aufgrund der Energieerhaltung verboten. Dieses Phänomen wird als Kernspin-Diffusion-Blocking genannt.

Wie bereits in Kapitel 2.3.4 beschrieben wurde, wirken die spinpolarisierten Elektronen für die Kernspins als ein effektives Magnetfeld, das als Knightfeld  $B_e$  gekennzeichnet wird. Da das Knightfeld  $B_e$  gemäß Gl. (2.64) eine Funktion von  $r$  ist, tritt daraus eine räumliche Inhomogenität des Knightfeldes in der Nähe eines Donators auf. Mittels dem extrahierten Kernfeld  $B_N = 13 \text{ mT}$  wird gemäß Gl. (2.88) ein gemittelter Spin in x-Richtung (parallel zu  $B_{ext}$  und  $B_N$ ) von  $\langle S_x \rangle = 0,00074$  abgeschätzt. Wird  $\langle S_x \rangle$  in Gl.(2.64) eingesetzt, ergeben sich für die x-Komponente der Knightfelder für As und Ga  $B_{e,x}^{As}(0) = 0,016 \text{ mT}$  und  $B_{e,x}^{Ga}(0) = 0,01 \text{ mT}$ . Somit ist der Unterschied der Knightfelder benachbarter Kernspins  $i$  und  $j$   $\Delta B_{e,x} = B_{e,x}^{a_i}(0)e^{-2r_i/a_0} - B_{e,x}^{a_j}(0)e^{-2r_j/a_0}$  in der Größordnung 0,001 mT, wobei  $r_i$  und  $r_j$  der Abstand zwischen dem Kern  $i, j$  und dem Donator ist. Dieser Wert ist viel kleiner als das lokale Dipol-Feld  $B_L$  (definiert in Gl.(2.53), in GaAs ist z. B für As  $B_L = 0,03 \text{ mT}$  [Pag77]), Somit ist unter unserer experimentellen Bedingung die Inhomogenität des Knightfelds nicht die dominante Ursache des Kernspin-Diffusion-Blockings.

### Inhomogenes Quadrupolfeld

Man betrachte den Fall, dass die benachbarten Kernspins des gleichen Isotops  $i$  und  $j$  die gleiche Quantenzahl  $m$  besitzen. Im homogenen elektrischen Feld ist der Spinaustausch zwischen diesen Kernspins energetisch erlaubt. In der Nähe eines Donators hingegen, wie in Abschn.2.3.3 erläutert, ist das elektrische Feld nicht nur eine Funktion des Orts  $r$ , sondern fluktuiert auch mit der Zeit. Die Energieverschiebung beim Spinaustausch lautet [Pag08]

$$\Delta E = |\delta_Q E_m^i - \delta_Q E_m^j|, \quad (5.8)$$

mit

$$\delta_Q E_m^i = \hbar \gamma b_Q \bar{E}(r_i) \frac{2mb_Q \bar{E}(r_i)}{B} \frac{\bar{E}_\perp^2(r_i, \theta)}{\bar{E}^2(r_i)} [4I(I+1) - 8m^2 - 1] - \frac{\bar{E}_\parallel^2(r_i, \theta)}{\bar{E}^2(r_i)} [2I(I+1) - 2m^2 - 1], \quad (5.9)$$

wobei  $\bar{E}(r_i) = 1 - s(r_i) \Gamma_i E_{\text{off}}(r_i)$  das zeitlich gemittelte elektrische Feld ist. Der Spinaustausch ist nur dann erlaubt, wenn sich ihre Energieverschiebung durch die Spin-Spin-Wechselwirkung kompensieren lässt. So lautet die Bedingung für den Spinaustausch

$$\Delta E = |\delta_Q E_m^i - \delta_Q E_m^j| < \hbar \gamma m B_L. \quad (5.10)$$

Im Fall  $|\delta_Q E_m^i - \delta_Q E_m^j| > \hbar \gamma m B_L$  wird der Spinaustausch verboten und das führt zu einer Blockierung der Kernspin-Diffusion. Aus Gln. (5.9) und (5.10) wird ein Radius  $r_Q$  bezüglich des Donators definiert, wodurch der Halbleiter in zwei Gebiete geteilt ist: Innerhalb  $r_Q$  findet kein Spinaustausch statt zwischen den Kernen. Somit sind die Kerne isoliert von den Kernen im Kristallbereich. Außerhalb  $r_Q$  wird ein erlaubter Spinaustausch zur Kern-Spin-Diffusion führen und damit zum Ausgleich der Kernspinpolarisation im Kristallbereich.

In der Literatur lautet der Ausdruck für  $r_Q$  [Pag08]

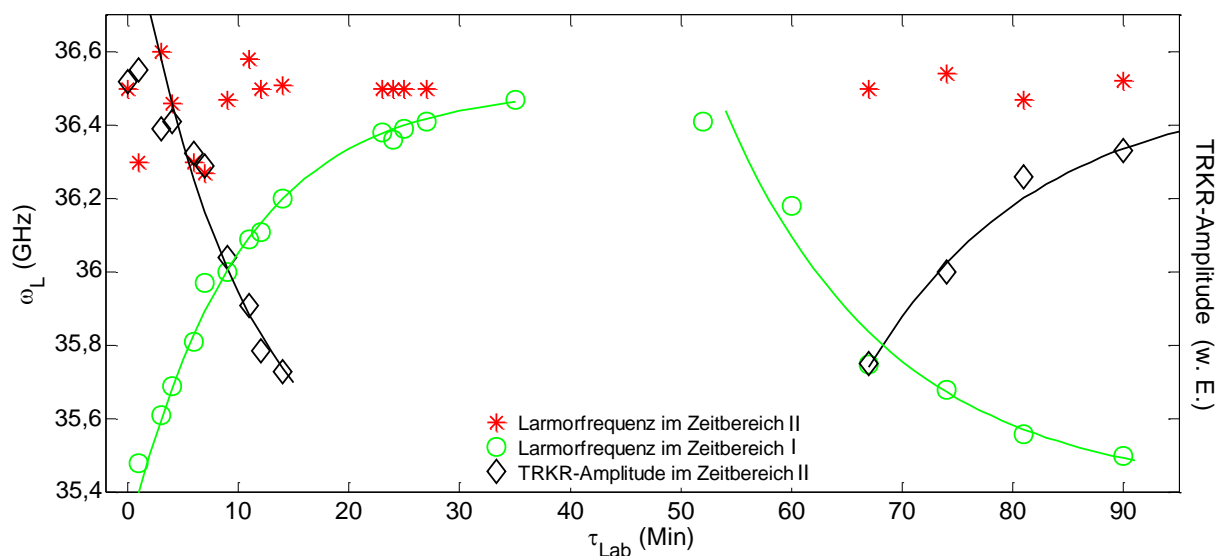
$$r_Q = \eta B^{-1/5}, \quad (5.11)$$

wobei  $\eta$  ein Parameter ist.

In GaAs ist  $m = 3/2$  und die benachbarten Kernspins der gleichen Isotope  $i$  und  $j$  sind entlang der Kristallrichtung  $[1\ 1\ 0]$  ausgerichtet. Der entsprechende Parameter beträgt

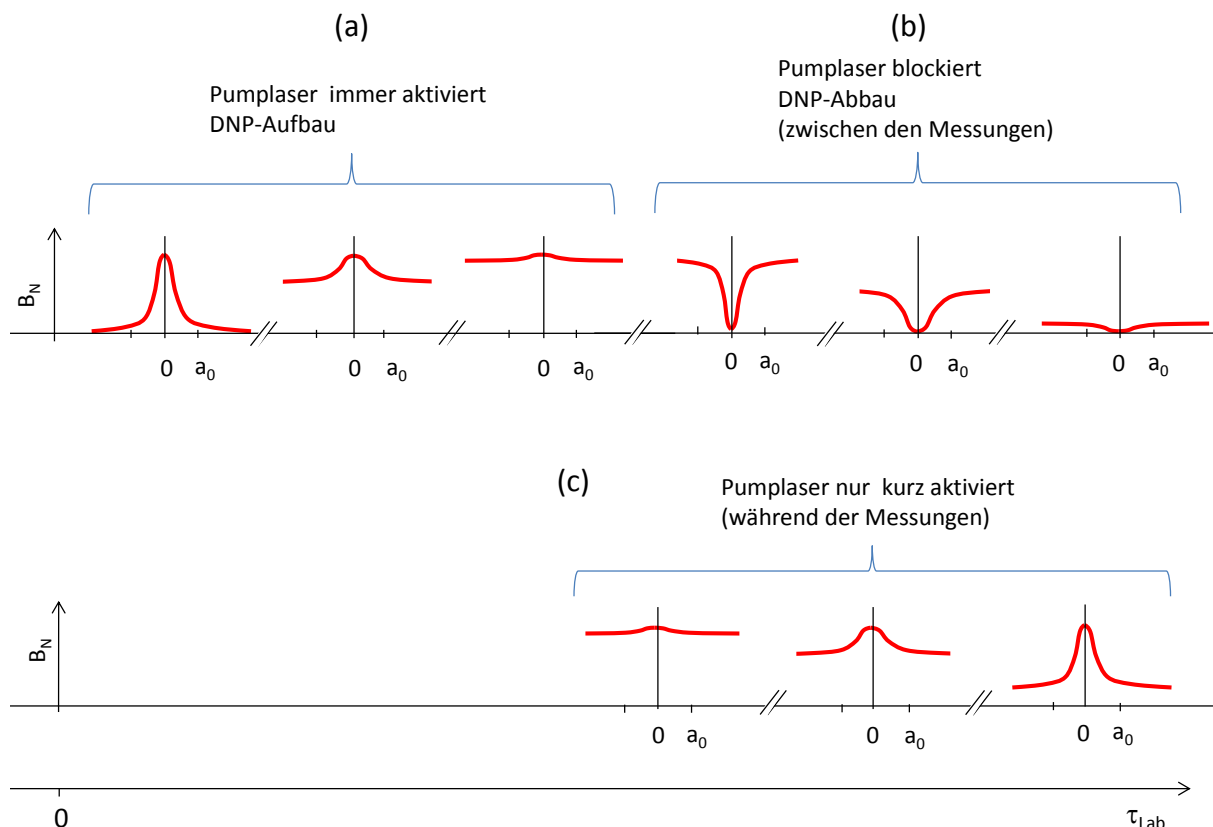
$\eta \approx 3 \text{ nmT}^{1/5}$ . Mit  $B = B_{\text{ext}} = 900 \text{ mT}$  lautet nach Gl. (5.11) die Diffusions-Barriere unter unseren experimentellen Bedingungen  $r_Q \approx 3 \text{ nm}$ , die viel kleiner ist als die Abstand zwischen zwei benachbarten Donatoren. Dies sollte eine geblockte Kernspindiffusion verursachen und dadurch wird die gemessene Zeitkonstante der DNP in Volumen Material nicht durch den Spindiffusionsprozess bestimmt.

Zur Untersuchung des Abbauprozesses der Kernspinpolarisation wurde eine weitere Messserie durchgeführt. Nach dem ein vollständiger Ausgleich der Kernspinpolarisation im Kristall erreicht wurde, wurde eine Serie von TRKR-Messungen mit einem Zeitintervall von 5 Minuten aufgenommen, wobei zwischen den Messungen die Pump- und Probestrahlen blockiert wurden.



**Abb. 5.13:** Angepasste Larmorfrequenz für die Zeitbereiche I (grüne Kreise) und II (rote Sterne) und die Amplitude des TRKR-Signals für den Zeitbereich II (schwarze Diamanten) über der Laborzeit  $\tau_{\text{Lab}}$ . Nach einem Aufbauprozess der Kernspinpolarisation im Kristall ( $0 < \tau_{\text{Lab}} < 50 \text{ Min}$ ), wurden die Pump- und Probestrahlen geblockt. Danach wurde eine Serie von TRKR-Messungen mit einem Zeitintervall von 5 Minuten aufgenommen. Die durchgezogenen Linien sind die Kurvenanpassungen mit einer Zeitkonstante von 10 Minuten für  $0 < \tau_{\text{Lab}} < 50 \text{ Min}$  und 15 Minuten für  $50 \text{ Min} < \tau_{\text{Lab}} < 90 \text{ Min}$ . Aufgrund der kleinen Amplitude des TRKR-Signals im Zeitbereich II lässt sich die Larmorfrequenz bei der Laborzeit  $30 \text{ Min} < \tau_{\text{Lab}} < 65 \text{ Min}$  nicht ermitteln.

In Analogie zur Abb. 5.11 wurden in Abb. 5.13 die Larmorfrequenzen für die Zeitbereiche I und II in Abhängigkeit der Laborzeit aufgetragen, sowie die normierte Amplitude des TRKR-Signals im Zeitbereich II. Die entsprechenden Zeitkonstanten der Auf- und Abbauprozesse der DNP werden mittels Anpassung der zeitlichen Entwicklungen der Larmorfrequenz für den Zeitbereich I (grüne Krise) sowie die Amplitude des TRKR-Signals für den Zeitbereich II (Schwarze Diamanten) ermittelt, was Werte von 10 und 15 Minuten ergibt.



**Abb. 5.14:** Schematische Darstellung des Abbauprozesses der Kernspinpolarisation. (a): Aufbauprozess der Kernspinpolarisation mittels optischer Anregung. Kernspindiffusion von Donator-Umgebung zum Kristallbereich. (b): Abbauprozess der Kernspinpolarisation durch blockierte Kernspindiffusion vom Kristallbereich zur Donator-Umgebung. (c): Während der Messungen wird der Kernspin in der Donator-Umgebung schnell polarisiert.

In Abb. 5.14 werden die Auf- und Abbauprozesse der Kernspinpolarisation im Kristallbereich mit einem zeit- und ortsabhängigen Kernfeld  $B_N(r)$  dargestellt. In Abb. 5.14 (a) wird gezeigt, dass ein schnelles lokales Kernfeld in der Donator-Umgebung zuerst gebildet wird und die DNP im Kristallbereich durch eine langsame geblockte Kernspindiffusion erfolgt wird. Bei der Messung des DNP-Abbauprozesses erkennt man zwei Situationen: zwischen den Messungen (Laser blockiert Abb. 5.14 (b)) und während der Messungen (Laser immer

blockiert, nur kurz aktiviert während der Messungen Abb. 5.14 (c)). Wenn der zirkular polarisierte Pumpstrahl blockiert wird, sinkt die Spinpolarisation Donator gebundener Elektronen zum Wert  $\langle S \rangle = 0$ . Aufgrund der bereits in Abschn. 2.3.4 beschriebenen Hyperfeinwechselwirkung zwischen den Kernspins und den Donator-gebundenen Elektronen wird ein schneller Abbauprozess der Kernspinpolarisation in der Donator-Umgebung stattfinden (siehe Abb. 5.14 (b)). Im Gegensatz zum Aufbauprozess der Kernspinpolarisation im Kristall, bei welchem eine schnelle Kernspindiffusion von der Donator-Umgebung zum Kristallbereich außerhalb der Diffusionsbarriere stattfindet, kehrt sich den Diffusionsfluss bei dem Abbauprozess um vom den Kristallbereich zur Donator-Umgebung. Es ist zu erwarten, dass die Zeitkonstanten der DNP-Auf- und Abbauprozesse identisch sind. Die in Abb. 5.13 gezeigte geringe Abweichung beider Zeitkonstanten kann von dem Messverfahren verursacht werden, bei welchem die Probe während der Messzeit mit dem partiellen zirkular polarisierten Pumpstrahl bestrahlt und dadurch die Kernspinpolarisation beeinflusst wurde (siehe Abb. 5.14 (c)).

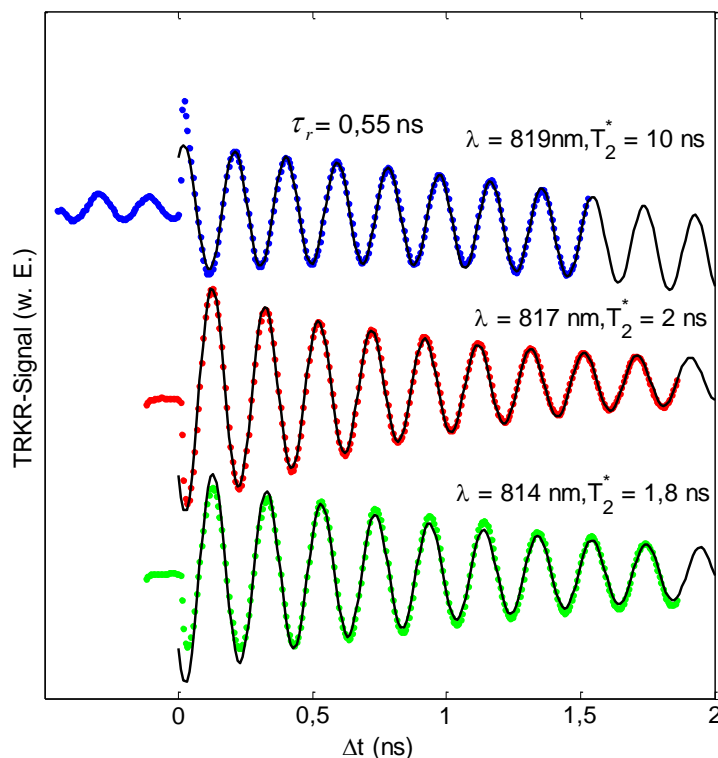
### **Spin-Kopplung zwischen Elektronen und Kernen**

Aus den in Abb. 5.13 gezeigten Amplituden des TRKR-Signals für freie und lokalisierte Elektronen erkennt man, dass während sich die Amplitude des TRKR-Signals von freien Elektronen auf konstantem Niveau befindet, die Amplitude von lokalisierten Elektronen mit der Laborzeit variiert. Während des DNP-Aufbauprozesses steigt die Amplitude von lokalisierten Elektronen und mit dem DNP-Abbauprozess nimmt die Amplitude ab. Die Zeitkonstanten der Steigerung bzw. der Abnahme sind mit der Zeitkonstanten des DNP-Aufbauprozesses bzw. im Kristallbereich identisch.

Eine mögliche Interpretation liegt an der Drehimpulserhaltung (Spinerhaltung) der Elektronen- und Kernspinsysteme. Aufgrund der Hyperfein-Wechselwirkung ist die Spinpolarisation Donator gebundener Elektronen mit den Kernen gekoppelt. Das bedeutet, dass der Aufbau der Kernspinpolarisation zu einem entsprechenden Verlust der Elektronenpolarisation führen sollte.

### Abhängigkeit der DNP von der Anregungswellenlänge

Mit steigender Photonenenergie der optischen Anregung steigt der Absorptionskoeffizient im n-GaAs und somit ändert sich das Populationsverhalten der durch Photonen generierten und der residenten Elektronen. Um den Einfluss dieser Variation auf die Amplitude und die Zeitkonstante der DNP zu untersuchen wurden Messungen mit unterschiedlichen Anregungswellenlängen durchgeführt.

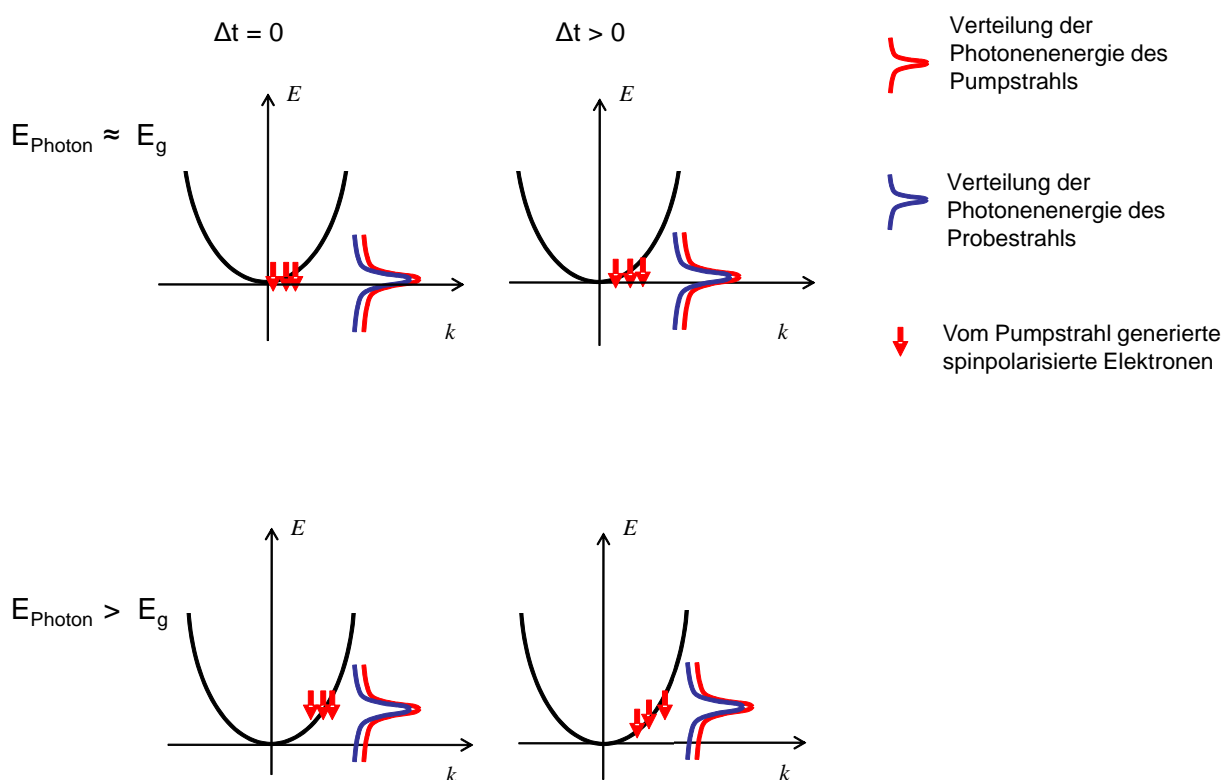


**Abb. 5.15:** Kohärente Elektronenspindynamik in n-GaAs in einem externen Magnetfeld von  $B_{ext} = 900 \text{ mT}$ , mit Anregungswellenlängen  $\lambda = 814 \text{ nm}$ ,  $816 \text{ nm}$  und  $819 \text{ nm}$ . Die Kurvenanpassungen wurden mit den angezeigten  $\tau_r$  und  $T_2^*$  durchgeführt (schwarze Linien) [Hua12].

In Abb. 5.15 sind drei TRKR-Messungen und ihre Kurvenanpassungen dargestellt. Die Messungen wurden mit drei verschiedenen Anregungswellenlängen durchgeführt. Die Kurven wurden nach Gl. (4.3) mit einer zweifach-exponentiellen Funktion gefittet, die erste Zeitkonstante davon ist die aus der zeitaufgelösten PL-Messung gewonnene optische Rekombinationszeit  $\tau_r$  (siehe Abb. 5.3) und die Zweite ist die effektive Spinkohärenzzeit  $T_2^*$ , die Mechanismen von Spindephasierung, Spinrelaxation und Energierelaxation berücksichtigt.

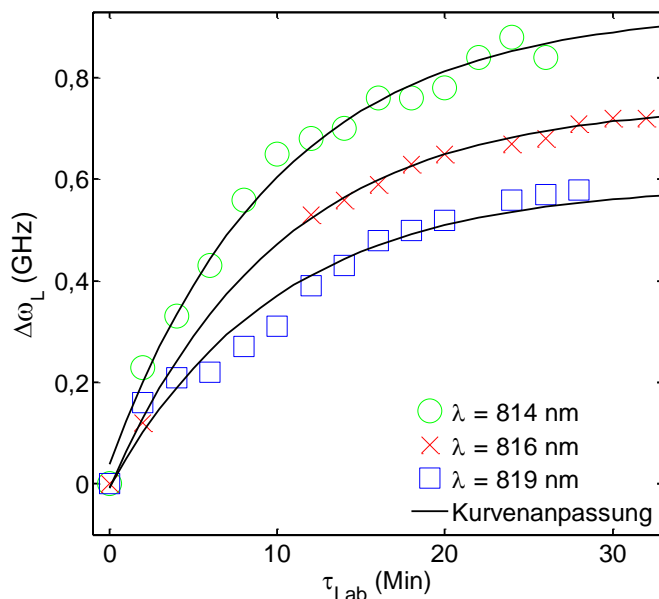
Es ist eine deutliche Reduzierung der  $T_2^*$  bei steigender Photonenenergie der optischen Anregung zu erkennen.

Da es sich bei unserem Experiment um eine Ein-Farben Pump-Probe-Messtechnik handelt (Wellenlängen der Pump- und Probestrahlen sind identisch), muss man bei der Betrachtung des TRKR-Signals die Spinrelaxation von der Energierelaxation der Ladungsträger unterscheiden. Zur Veranschaulichung dieses Effekts wird in Abb. 5.16 dargestellt, wie sich die Energieverteilung der durch den Pumpstrahl erzeugten Photoelektronen mit der Zeit entwickelt.



**Abb. 5.16:** Schematisch dargestellte zeitabhängige Energieverteilung der durch den Pumpstrahl erzeugten Photoelektronen und Photonenenergie von Pump- und Probestrahls für zwei unterschiedliche Anregungswellenlängen.

Hier erkennt man, dass eine optische Anregung mit einer Photonenenergie, die größer als die Bandlücke ist, zu einer Energierelaxation der mit dem Pumpstrahl generierten Elektronen führt. Dies verursacht eine zeitabhängige Reduzierung der energetischen Überlappung des Probestrahls und des zu messenden Elektronen Ensembles und damit eine reduzierte Amplitude des TRKR-Signals, d.h. das gemessene  $T_2^*$  wird geringer.



**Abb. 5.17:** Verschiebung der Larmorfrequenz  $\Delta\omega_L$  als Funktion der Laborzeit bei Anregungswellenlängen von  $\lambda = 814$  nm, 816 nm und 819 nm. Mit einer Zeitkonstante  $\tau = 10$  Min wurden die drei Kurven angepasst [Hua12].

Die Abb. 5.17 zeigt die zeitliche Änderung der Larmorfrequenz  $\Delta\omega_L$  mit der Anregungswellenlänge. Aus dem linearen Zusammenhang zwischen der gemessenen Larmorfrequenz und dem effektiven Magnetfeld  $\mathbf{B}_{\text{eff}} = \mathbf{B}_{\text{ext}} + \mathbf{B}_N$  erkennt man aus Abb. 5.17, dass der Betrag des gesättigten Kernfelds mit sinkender Wellenlänge steigt. Dieser Effekt kann durch einen wellenlängenabhängigen Absorptionskoeffizienten erklärt werden. Eine effizientere optische Absorption führt zu einer erhöhten Dichte der Photoelektronen, was zu einer Erhöhung des Verhältnisses von polarisierten freien Elektronen zu unpolarisierten Donator gebundenen Elektronen führt, und somit eine erhöhte Spinpolarisation aller Elektronen nach dem Spinaustausch-Prozess.

Interessanterweise ergibt sich aus diesen Messungen bei allen Wellenlängen eine identische Zeitkonstante des Aufbaus der DNP von 10 Minuten. Es hat sich gezeigt, dass die Zeitkonstante der DNP-Prozesse in Kristallbereich unabhängig vom Verhältnis von polarisierten freien Elektronen zu unpolarisierten Donator gebundenen Elektronen ist. Dies unterstützt die Interpretation, dass eine direkte Hyperfein-Wechselwirkung nur zwischen den Kernen und den Donator gebundenen Elektronen stattfindet.



# 6

## Kohärenter Spintransport in n-GaAs

In vielfältigen experimentellen Arbeiten [Kik99, Cro05, Lou07, Ste07] ist es gelungen, in n-GaAs makroskopischen Spintransport mit einer Transportlänge von  $\sim 100 \mu\text{m}$  zu realisieren. Es wurde auch gezeigt, dass man durch ein lokales Kernfeld den Spintransport in GaAs manipulieren kann [Kat05].

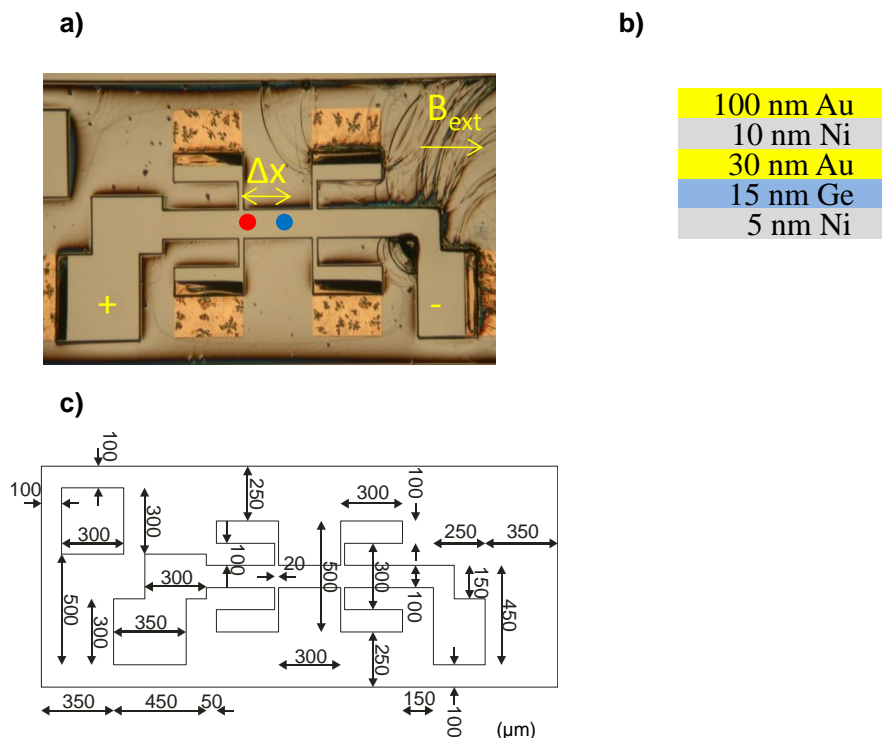
In diesem Kapitel werden zuerst die Transportstruktur und die drauf gebrachten metallischen Kontakte vorgestellt, die das Anlegen eines elektrischen Felds entlang eines definierten Transportkanals ermöglichen. Danach wird eine theoretische Beschreibung des Spintransports dargestellt und das Messprinzip erläutert. Mittels orts aufgelöster TRKR-Messmethode wird das Transportverhalten optisch erzeugter Spinpakete untersucht. Nachdem im vorangegangenen Abschnitt die ortsfeste Kopplung verschiedener Spinträger durch die Hyperfein-Wechselwirkung studiert wurde, wird hier der Einfluss der Hyperfein-Wechselwirkung auf den lateralen Spintransport diskutiert.

### 6.1 Transportstruktur

Mittels nasschemischen Ätzen wurde eine Transportstruktur am Lehrstuhl für Werkstoffe und Nanoelektronik von der Ruhr-Universität-Bochum hergestellt. Die Technologie der Herstellung und die elektrischen Eigenschaften der Struktur wurden bereits in der Arbeit von Patric Hohage ausführlich beschrieben [Hoh12]. Die zur Messung verwendete

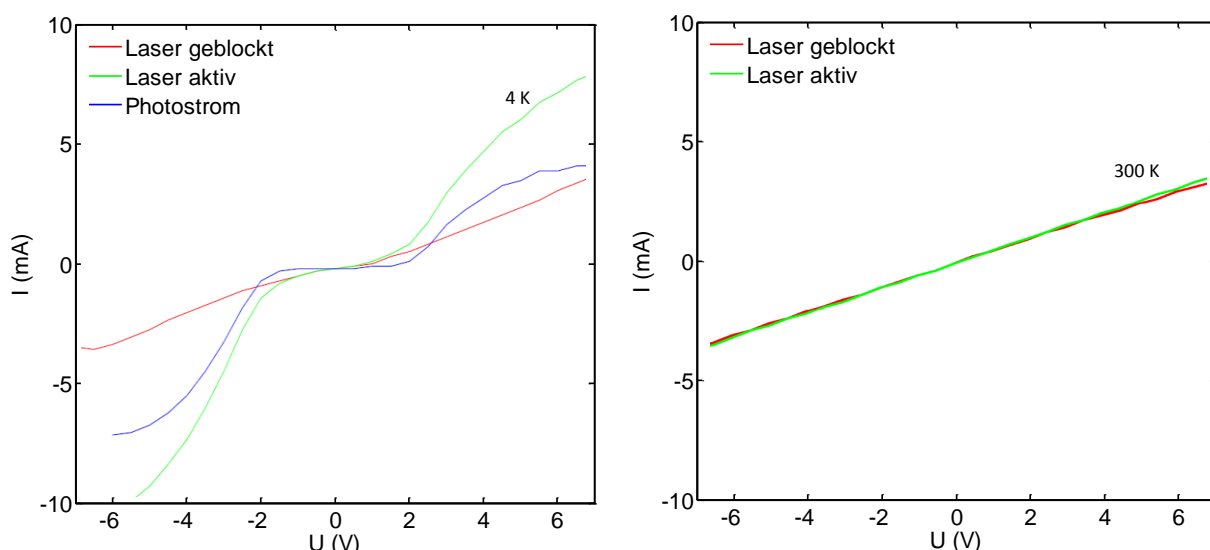
Transportstruktur und die Anregungsbedingungen für die orts aufgelösten TRKR-Messungen sind in Abb. 6.1 a) und c) schematisch dargestellt.

Der Schichtaufbau der metallischen Kontakte für die GaAs-Heterostrukturen ist in Abb. 6.1 b) gezeigt. Die 5 nm Nickel-Schicht direkt auf der Probenoberfläche dient als Haftschicht vom Metall zum Halbleiter. Die folgende 15 nm Germanium-Schicht lässt sich mittels Ausheizens in den Halbleiter hineindiffundieren. Damit lässt sich der Kontaktwiderstand zum Halbleiter reduzieren. Zwischen der ersten 30 nm Gold-Schicht und der 100 nm Gold Schlusssschicht ist eine 10 nm Nickel-Schicht aufgebracht, welche verhindert, dass Germanium in die 100 nm Gold-Schlusschicht eindiffundiert. Damit bleibt eine hohe Reinheit der Gold-Schlusschicht erhalten, die notwendig ist für den Bond-Prozess. Auf der Gold-Schlusschicht werden durch das Bonden elektrische Kontakte hergestellt.



**Abb. 6.1:** a): Lichtmikroskopische Aufnahme der Transportstruktur und schematisch dargestellte optische Anregung. Die Pump- (roter Punkt) und Probestrahlen (blauer Punkt) sind entlang des Transportkanals um  $\Delta x$  separiert und das angelegte elektrische Feld ist parallel bzw. antiparallel zu dem externen Magnetfeld  $B_{ext}$ , das parallel zum Transportkanal angelegt ist. b): Schichtaufbau der elektrischen Kontakte aus Multischichten von Ni, Ge und Au. c): Abmessungen der Transportstruktur [Hoh12].

Die charakteristischen I - U Kennlinien der Transportstruktur wurden sowohl bei Tieftemperatur ( $T = 4 \text{ K}$ ) als auch bei Raumtemperatur ( $T = 300 \text{ K}$ ) aufgenommen und sind in Abb. 6.2 dargestellt. Zusätzlich werden die I-U Kennlinien unter der optischen Anregung (gepulster Pumplaserstrahl mit einer gemittelten Leistung von  $1,5 \text{ mW}$ ) gezeigt. Bei Tieftemperatur zeigt sich aus der Differenz der Kennlinien mit optischer Anregung (grüne Linie) und ohne (rote Linie) ein nicht zu vernachlässigender Photostrom, während der Photostrom bei Raumtemperatur sehr gering ist. Durch Subtraktion der beiden Kennlinien lässt sich der Photostrom (blaue Linie) bei Tieftemperatur ermitteln, der ebenfalls in der linken Seite von Abb. 6.2 gezeigt wird. Die Abweichung von der linearen Abhängigkeit von Strom und Spannung bei Tieftemperatur weist auf Schottky Kontakte hin, während bei Raumtemperatur die Kennlinie ein ohmsches Verhalten aufweist.



**Abb. 6.2:** Links: I-U Kennlinien der Transportstruktur bei Tieftemperatur ( $T = 4 \text{ K}$ ) mit (grüne Linie) und ohne (rote Linie) optische Anregung. Der Photostrom wird aus der Subtraktion von den beiden Kennlinien ermittelt und ist mit blauer Linie dargestellt. Rechts: I-U Kennlinien bei Raumtemperatur ( $T = 300 \text{ K}$ ) mit und ohne optische Anregung [Pfi10].

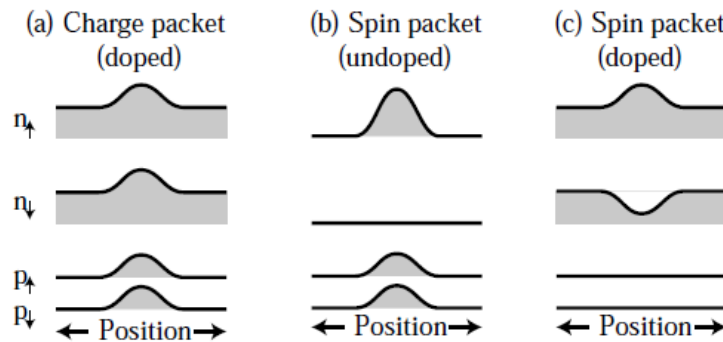
Ohne Kontakt-Widerstand lautet gemäß Abb. 6.1 (b) der Zusammenhang zwischen dem elektrischen Feld im Transportkanal und der angelegten elektrischen Spannung

$$E_{\text{Kanal}} \approx \frac{U}{1,3 \text{ mm}}.$$

Aufgrund des Schottky Verhaltens der Probe bei tiefen Temperaturen (siehe linke Seite der Abb. 6.2) und der komplizierten Geometrie des Probenlayouts ist ein kleineres reales elektrisches Feld zu erwarten.

## 6.2 Transportverhalten eines Spinpakets in n-GaAs

Durch optische Anregung werden je nach Polarisationszustand des Photons spinpolarisierte Ladungsträger im Halbleiter generiert, wodurch sich eine Erhöhung lokaler Ladungsdichten im Leitungsband und Valenzband ergibt. Die von den Gleichgewichtszuständen abweichenden Ladungen werden als Ladungspaket (nicht spinpolarisiert) und die abweichende Spinverteilung als Spinpaket (spinpolarisiert) bezeichnet.



**Abb. 6.3:** Räumliche Verteilungen von Ladungspaketen und Spinpaketen nach lokaler optischer Anregung (a): Ladungspaket in einem n-dotierten Halbleiter; (b): Spinpaket in einem nicht-dotierten Halbleiter; (c): Spinpaket in einem n-dotierten Halbleiter [Fla00].

Die räumlichen Verteilungen von Ladungspaketen und Spinpaketen sind in Abb. 6.3 für verschiedene Fälle schematisch dargestellt.  $\Delta n_{\uparrow,\downarrow}$  und  $\Delta p_{\uparrow,\downarrow}$  entsprechen den vom Gleichgewicht abweichenden Dichten für Spin-Up und Spin-Down Elektronen bzw. Löcher. Es gilt

$$\Delta n = \Delta n_{\uparrow} + \Delta n_{\downarrow} \text{ und } \Delta p = \Delta p_{\uparrow} + \Delta p_{\downarrow}. \quad (6.1)$$

Ladungspakete (Abb. 6.3 (a)) bestehen aus Elektronen und Löcher mit den gleichen Anteilen der Zustände Spin-Up und Spin-Down ( $n_{\uparrow} = n_{\downarrow}$  und  $p_{\uparrow} = p_{\downarrow}$ ). In Spinpaketen (Abb. 6.3 (b) und (c)) hingegen gilt  $n_{\uparrow} \neq n_{\downarrow}$  bzw.  $p_{\uparrow} \neq p_{\downarrow}$ .

Aufgrund der Neutralitätsbedingung führt im undotierten Halbleiter eine Erhöhung der lokalen Dichte spinpolarisierter Elektronen zu einer Erhöhung lokaler Löcherkonzentration:

$\Delta n = \Delta p$ . Im dotierten Halbleiter kann ein Spinpaket alleine aus spinpolarisierten Elektronen entstehen. Die residenten Elektronen, die durch Dotierung im Halbleiter hineingebracht sind, ermöglichen z. B.  $n_{\downarrow} > n_{\uparrow}$ ,  $\Delta n = 0$  und  $\Delta p = 0$  (siehe Abb. 6.3 (c)).

Wird die optische Rekombination berücksichtigt, so erkennt man, dass die Ladungspakete (Abb. 6.3 (a)) und die Spinpakete im undotierten Halbleiter (Abb. 6.3 (b)) mit der Zeitkonstante der Ladungsträger-Rekombination zerfallen. In Abb. 6.3 (c) ist ein anderes Bild für die zeitliche Entwicklung spinpolarisierter Ladungsträger zu betrachten. Aus dem Verhältnis der Zeitkonstanten verschiedener Prozesse ( $\tau_{s,h} \ll \tau_r \ll \tau_{s,e}$  siehe Abb. 2.5) führt die sehr schnelle Löcherspinrelaxation und die dadurch schnell unpolarisierten Löcher dazu, dass eine gleiche Anzahl von Spin-Up Elektronen und Spin-Down Elektronen bei der Ladungsträger Rekombination ausgelöscht werden. Kehrt das Halbleiter-System nach optischer Anregung in sein thermisches Gleichgewicht zurück ( $n = \text{Dotierkonzentration}$  und  $np = \text{konstant}$ ), so wird ein Teil der polarisierten Elektronen übrig bleiben, weshalb die Spinpolarisation der Elektronen nach der Lebensdauer der Photoelektronen noch erhalten ist. Dies bedeutet, dass nach der optischen Rekombination eine Spinpolarisation der residenten Elektronen existieren kann. Dieser Unterschied in der Verteilung von Ladungsträgern resultiert in einem ganz anderen Transportverhalten von Spinpaketen und Ladungspaketen.

### 6.2.1 Theoretische Beschreibung des Transportverhaltens von Spinpaketen und Ladungspaketen

Die gesamte Beschreibung der zeitlichen Entwicklung spinpolarisierter Ladungsträger in Leitungsband und Valenzband ist durch 4 Gleichungen gegeben [Fla00, Fla07].

$$\frac{\partial n_{\uparrow}}{\partial t} = -\nabla \cdot \frac{\mathbf{j}_{e\uparrow}}{-e} + \Gamma_{e\uparrow\downarrow} n_{\downarrow} - \Gamma_{e\downarrow\uparrow} n_{\uparrow} + G_{\uparrow} - R_{\uparrow} n_{\uparrow} p_{\downarrow}, \quad (6.2)$$

$$\frac{\partial n_{\downarrow}}{\partial t} = -\nabla \cdot \frac{\mathbf{j}_{e\downarrow}}{-e} + \Gamma_{e\downarrow\uparrow} n_{\uparrow} - \Gamma_{e\uparrow\downarrow} n_{\downarrow} + G_{\downarrow} - R_{\downarrow} n_{\downarrow} p_{\uparrow}, \quad (6.3)$$

$$\frac{\partial p_{\uparrow}}{\partial t} = -\nabla \cdot \frac{\mathbf{j}_{h\uparrow}}{e} + \Gamma_{h\uparrow\downarrow} p_{\downarrow} - \Gamma_{h\downarrow\uparrow} p_{\uparrow} + G_{\uparrow} - R_{\downarrow} n_{\downarrow} p_{\uparrow} \quad (6.4)$$

$$\text{und} \quad \frac{\partial p_{\downarrow}}{\partial t} = -\nabla \cdot \frac{\mathbf{j}_{h\downarrow}}{e} + \Gamma_{h\downarrow\uparrow} p_{\uparrow} - \Gamma_{h\uparrow\downarrow} p_{\downarrow} + G_{\downarrow} - R_{\uparrow} n_{\uparrow} p_{\downarrow}, \quad (6.5)$$

wobei  $\Gamma_{e,h\uparrow\downarrow}$  die Spinrelaxationsraten sind,  $\mathbf{j}_{e,h\uparrow\downarrow}$  die Stromdichte für die Elektronen und Löcher mit dem Zustand Spin-Up oder Spin-Down darstellen und G der Generationsrate und R der Rekombinationsrate entspricht.

In einem elektrischen Feld gilt

$$\mathbf{j}_{e\uparrow} = en_{\uparrow}\mu_{e\uparrow}\mathbf{E} + eD_{e\uparrow}\nabla n_{\uparrow}, \quad (6.6)$$

$$\mathbf{j}_{e\downarrow} = en_{\downarrow}\mu_{e\downarrow}\mathbf{E} + eD_{e\downarrow}\nabla n_{\downarrow}, \quad (6.7)$$

$$\mathbf{j}_{h\uparrow} = ep_{\uparrow}\mu_{h\uparrow}\mathbf{E} - eD_{h\uparrow}\nabla p_{\uparrow} \quad (6.8)$$

und 
$$\mathbf{j}_{h\downarrow} = ep_{\downarrow}\mu_{h\downarrow}\mathbf{E} - eD_{h\downarrow}\nabla p_{\downarrow}, \quad (6.9)$$

wobei  $\mu_{e\uparrow,\downarrow}$ ,  $D_{e\uparrow,\downarrow}$  und  $\mu_{h\uparrow,\downarrow}$ ,  $D_{h\uparrow,\downarrow}$  die Beweglichkeit und der Diffusionskoeffizient der Elektronen und Löcher mit dem Zustand Spin-Up oder Spin-Down sind. In jeder Gleichung bedeutet der erste Teil einen feldgetriebenen Spin-Transport und der zweite Teil eine Spin-Diffusion.

Aus der Poisson-Gleichung ist bereits bekannt, dass eine lokale Abweichung der Ladungsdichte vom Gleichgewichtszustand ein elektrisches Feld verursacht. Der mathematische Ausdruck lautet:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{e}{\epsilon}(\Delta n_{\uparrow} + \Delta n_{\downarrow} - \Delta p_{\uparrow} - \Delta p_{\downarrow}). \quad (6.10)$$

Dies bedeutet für ein Ladungspaket, dass die räumliche Trennung von Elektronen und Löchern ein elektrisches Feld verursacht, was eine Anziehungskraft zwischen den zwei Arten von Ladungsträger ausübt (Coulomb-Kraft), so dass zum Beispiel eine Bewegung der Elektronen zu einer Mitbewegung der Löcher führt. Die Zusammenbewegung der Elektronen und Löcher lässt sich durch eine ambipolare Beweglichkeit und einen ambipolaren Diffusionskoeffizienten beschreiben, die definiert sind als [Smi78]

$$\mu_a = \frac{(n-p)\mu_e\mu_h}{n\mu_e + p\mu_h} \quad (6.11)$$

und 
$$D_a = \frac{n\mu_e D_h + p\mu_h D_e}{n\mu_e + p\mu_h}. \quad (6.12)$$

In n-dotierten Halbleitern ( $n \gg p$ ) gilt  $\mu_a \sim \mu_h$  und  $D_a \sim D_h$ , was bedeutet, dass die Beweglichkeit und der Diffusionskoeffizient des Ladungspakets von den entsprechenden Parametern der Löcher bestimmt werden.

Für ein Spinpaket aus reinen Elektronen in n-dotierten Halbleitern ergibt sich die entsprechende Spin-Beweglichkeit  $\mu_s$  und der Spin-Diffusionskoeffizient  $D_s$  in Analogie zu Gln. (6.11) und (6.12) [Fla00]

$$\mu_s = \frac{(n_{\downarrow} + n_{\uparrow})\mu_{e\downarrow}\mu_{e\uparrow}}{n_{\downarrow}\mu_{e\downarrow} + n_{\uparrow}\mu_{e\uparrow}} \quad (6.13)$$

und

$$D_s = \frac{n_{\downarrow}\mu_{e\downarrow}D_{e\uparrow} + n_{\uparrow}\mu_{e\uparrow}D_{e\downarrow}}{n_{\downarrow}\mu_{e\downarrow} + n_{\uparrow}\mu_{e\uparrow}}. \quad (6.14)$$

In nicht-magnetischen Halbleitern gilt  $\mu_{e\uparrow} = \mu_{e\downarrow} = \mu_e$ ,  $\mu_{h\uparrow} = \mu_{h\downarrow} = \mu_h$ ,  $D_{e\uparrow} = D_{e\downarrow} = D_e$  und  $D_{h\uparrow} = D_{h\downarrow} = D_h$ . So ergibt sich aus den Gln. (6.13) und (6.14)  $\mu_s \sim \mu_e$  und  $D_s \sim D_e$ .

In dotierten Halbleitern sind der Diffusionskoeffizient und die Beweglichkeit des Ladungspakets und des Spinpaketes nur von einer Sorte von Ladungsträgern bestimmt. Dabei lässt sich ein Zusammenhang zwischen dem Diffusionskoeffizienten  $D$  und der Beweglichkeit  $\mu$  eines Pakets mit der Zustandsdichte  $N(E)$  und der Fermi-Funktion  $f_0(E)$  ausdrücken [Smi78]:

$$eD = -\mu \frac{\int_0^{\infty} N(E)f_0(E)dE}{\int_0^{\infty} N(E)(\partial f_0(E)/\partial E)dE} \quad (6.15)$$

$$= 2\mu k_B T \frac{F_{1/2}[E_F/k_B T]}{F_{-1/2}[E_F/k_B T]}, \quad (6.16)$$

mit

$$f_0(E) = \frac{1}{\exp(E - E_F)/k_B T + 1}, \quad (6.17)$$

$$N(E) = \frac{(2E)^{\frac{1}{2}} m^{\frac{3}{2}}}{\pi^2 \hbar^3} \quad (6.18)$$

und

$$F_n(\xi) = \int_0^{\infty} x^n [\exp(x - \xi) + 1]^{-1} dx. \quad (6.19)$$

In Halbleitern mit kleiner Dotierkonzentration gilt

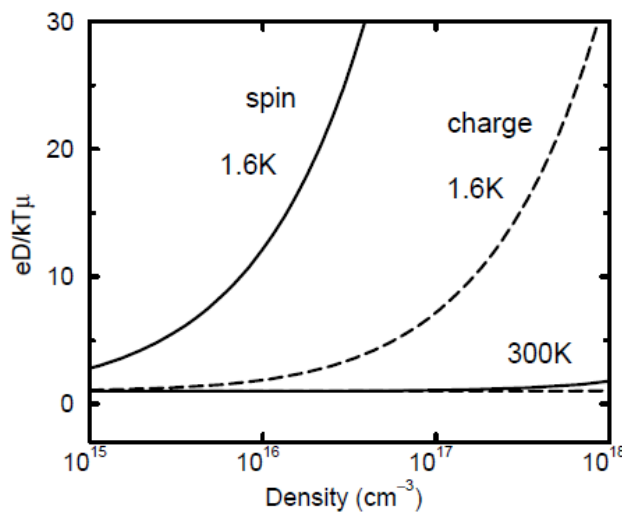
$$\partial f_0(E)/\partial E = -f_0(E)/k_B T. \quad (6.20)$$

Hierbei ist  $T$  die Temperatur und  $k_B$  die Boltzmann-Konstante. So erhält man die folgende Beziehung von Diffusionskoeffizient und Beweglichkeit

$$eD = \mu k_B T, \quad (6.21)$$

welche als Einstein-Gleichung bezeichnet wird. Für entartete Halbleiter hingegen verliert die Einstein-Gleichung ihre Gültigkeit und es gilt  $eD/\mu k_B T > 1$  aufgrund des nicht-linearen Zusammenhangs des chemischen Potentials und der Ladungsträgerdichte.

Ein Vergleich des Wertes  $eD/\mu k_B T$  als Funktion der Ladungsträgerdichte für ein Ladungspaket und ein Spinpaket ist in Abb. 6.4 dargestellt.



**Abb. 6.4:** Das Verhältnis von Diffusionskoeffizienten und Beweglichkeit in GaAs bei 1,6 K und 300 K als Funktion der Ladungsträgerdichte für ein Spin-Paket (durchgezogene Linie) und ein Ladungspaket (gestrichelte Linie) [Fla00].

## 6.2.2 Mathematische Beschreibung der zeitabhängigen lateralen Verteilung eines Spinpakets in n-GaAs

Die zeitliche Entwicklung des Spinpakets ist durch die Drift-Diffusion-Gleichungen (6.2)-(6.9) gegeben. Man betrachte den Fall, dass spinpolarisierte Ladungsträger in n-GaAs durch einen Laserpuls generiert sind. In einer n-GaAs-Probe verschwinden die Löcher innerhalb einer kurzen Zeit von  $\sim 0.5$  ns, die viel kürzer ist als des Zeit der Spintransports. Daher wird hier nur das Verhalten des Elektronenspinpakets nach der optischen Rekombination diskutiert. Es gilt nach der Abb. 6.3(c) für die Amplitude des Spinpakets  $n_{\uparrow} - n_{\downarrow}$ . Somit lassen sich die Gln. (6.2)-(6.5) vereinfachen als



$$\frac{\partial n_{\uparrow}}{\partial t} = -\nabla \cdot \frac{\mathbf{j}_{e\uparrow}}{-e} + \Gamma_{e\uparrow\downarrow} n_{\downarrow} - \Gamma_{e\downarrow\uparrow} n_{\uparrow} \quad (6.22)$$

und

$$\frac{\partial n_{\downarrow}}{\partial t} = -\nabla \cdot \frac{\mathbf{j}_{e\downarrow}}{-e} + \Gamma_{e\downarrow\uparrow} n_{\uparrow} - \Gamma_{e\uparrow\downarrow} n_{\downarrow}, \quad (6.23)$$

sowie die Gln. (6.6)-(6.9) mit der Annahme, dass in nichtmagnetischen n-Halbleitern  $\mu_{e\uparrow} = \mu_{e\downarrow} = \mu_e = \mu_s$  und  $D_{e\uparrow} = D_{e\downarrow} = D_e = D_s$  sind,

$$\mathbf{j}_{e\uparrow} = en_{\uparrow}\mu_s\mathbf{E} + eD_s\nabla n_{\uparrow} \quad (6.24)$$

und

$$\mathbf{j}_{e\downarrow} = en_{\downarrow}\mu_s\mathbf{E} + eD_s\nabla n_{\downarrow}. \quad (6.25)$$

Aus der Subtraktion von Gln. (6.22) und (6.23) erhält man

$$\frac{\partial(n_{\uparrow} - n_{\downarrow})}{\partial t} = \nabla \cdot \left( \frac{\mathbf{j}_{e\uparrow} - \mathbf{j}_{e\downarrow}}{e} \right) - 2(\Gamma_{e\downarrow\uparrow} n_{\uparrow} - \Gamma_{e\uparrow\downarrow} n_{\downarrow}). \quad (6.26)$$

Werden Gln. (6.24) und (6.25) in Gl. (6.26) eingesetzt und der Term der Spinrelaxation

$2(\Gamma_{e\downarrow\uparrow} n_{\uparrow} - \Gamma_{e\uparrow\downarrow} n_{\downarrow})$  durch  $\frac{(n_{\uparrow} - n_{\downarrow})}{T_2^*}$  ersetzt, so gilt

$$\frac{\partial(n_{\uparrow} - n_{\downarrow})}{\partial t} = \nabla(n_{\uparrow} - n_{\downarrow})\mu_s\mathbf{E} + D_s\nabla^2(n_{\uparrow} - n_{\downarrow}) - \frac{(n_{\uparrow} - n_{\downarrow})}{T_2^*}. \quad (6.27)$$

Zur Vereinfachung der Schreibweise wird das Spinpaket durch  $s = n_{\uparrow} - n_{\downarrow}$  dargestellt. So wird die Gl.(6.27) umformuliert zu

$$\frac{\partial s}{\partial t} = \nabla s\mu_s\mathbf{E} + D_s\nabla^2 s - \frac{s}{T_2^*}. \quad (6.28)$$

Da sich bei unserem Experiment das Spinpaket in der 2  $\mu\text{m}$  aktiven n-GaAs-Schicht (siehe Abb. 5.1) befindet und die Probe eine laterale Ausdehnung von 1200  $\mu\text{m}$  in der Länge und 100  $\mu\text{m}$  in der Breite besitzt (siehe Abb. 6.1), erkennt man, dass es sich um ein zwei dimensionales System handelt. Mit einem entlang des Transportkanals angelegten elektrischen Feld  $E$  (x-Richtung siehe linke Seite der Abb. 6.1) lautet die Gl. (6.28)

$$\frac{\partial s(x, y, t)}{\partial t} = E\mu_s \frac{\partial}{\partial x} s(x, y, t) + D_s \left( \frac{\partial^2 s(x, y, t)}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 s(x, y, t)}{\partial^2 y} \right) - \frac{1}{T_2^*} s(x, y, t). \quad (6.29)$$

Für die Anfangsbedingung bei  $t = 0$  ist eine zwei dimensionale Gaußverteilung des Spinpakets einzusetzen, welche durch die Intensität des Pumpstrahls gegeben ist. Es gilt:

$$s(x, y, t = 0) = \frac{S_0}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2}\right), \quad (6.30)$$

wobei  $\sigma^2$  der Varianz des Laserspots entspricht und  $S_0$  ein numerischer Parameter, der proportional zur Amplitude des Spinpakets ist. Die Lösung der Differentialgleichung (6.29) lautet

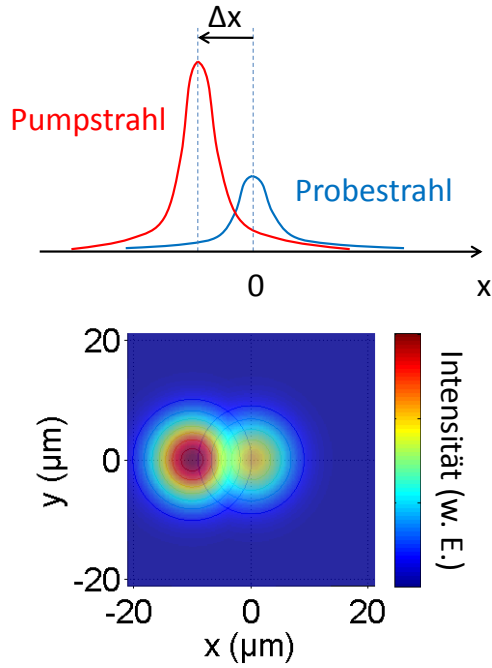
$$s(x, y, t) = \frac{S_0}{4\pi D_s t + 2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{(x + \mu_s Et)^2}{2\sigma^2 + 4D_s t}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma^2 + 4D_s t}\right) \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right). \quad (6.31)$$

Wird ein externes Magnetfeld nach der in der Graphik von Abb. 6.1 dargestellten Geometrie angelegt, so präzediert das Spinpaket noch zusätzlich mit der entsprechenden Larmorfrequenz neben der Spindrift und -diffusion. Es ergibt sich die gesamte Spindynamik:

$$s(x, y, t) = \frac{S_0}{4\pi D_s t + 2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{(x + \mu_s Et)^2}{2\sigma^2 + 4D_s t}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma^2 + 4D_s t}\right) \exp\left(-\frac{t}{T_2^*}\right) \times \cos(\omega_L t + \varphi). \quad (6.32)$$

### 6.2.3 Messtechnik des lateralen Transports eines Spinpakets

Die Amplitude des orts aufgelösten TRKR-Signals ist proportional zu der räumlichen Überlappung des durch den Pumpstrahl erzeugten Spinpakets und der Lichtverteilung des Probestrahls. Daher erhält man ein laterales Profil des durch den Pumpstrahl generierten Spinpakets mittels einer Rasterung des Probestrahls über die Probe. Wegen des ortsfesten Detektionensystems und des dadurch ortsfest geforderten Probestrahls ist es technisch einfacher, einen variablen Pumpstrahl einzusetzen (siehe Abb. 3.7). Die Positionen der Pump- und Probestrahlen sind in Abb. 6.5 schematisch gezeigt. Es wird angenommen, dass die Pump- und Probestrahlen das gleiche gaußförmige Profil besitzen.



**Abb. 6.5:** Schematische Darstellung des Messprinzips ortsauflöster TRKR-Messung. Oben: Laserintensität der Pump- und Probestrahlen als Funktion von  $x$ . Unten: Laterale Verteilung der Pump- und Probestrahlen. Die laterale Überlappung beider Laserstrahlen ist eine Funktion von  $\Delta x$ .

Nach der in Abb. 6.5 gezeigten Geometrie lautet die laterale Verteilung eines durch einen Pumpstrahl generierten Spinpakets

$$s(x, y, \Delta x, t = 0) = \frac{S_0}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{(x + \Delta x)^2 + y^2}{2\sigma^2}\right), \quad (6.33)$$

direkt nach der optischen Anregung ( $t = 0$ ), wobei  $\Delta x$  die relative Position der Pump-Probestrahlen darstellt. Der Probestrahl hat die Ausdehnung

$$A_{probe}(x, y) = \frac{A_0}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2}\right), \quad (6.34)$$

wobei  $A_0$  ein numerischer Faktor ist.

Nun ergibt sich die mathematische Beschreibung für das TRKR-Signal, welches proportional zur Überlappung des Probestrahls mit dem Spinpaket ist, das in Gl. (6.33) gegeben ist

$$\theta_k(\Delta x, t) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} s(x, y, \Delta x, t) A_{probe}(x, y) dx dy. \quad (6.35)$$

In Abb. 6.5 sind die lateralen Verteilungen für das Spinpaket und für den Probestrahl schematisch dargestellt. Man erkennt, dass die Überlappung dieser beiden Pakete eine Funktion von  $\Delta x$  ist.

Durch Einsetzen von  $A_{probe}(x, y)$  und  $s(x, y, \Delta x, t=0)$  in Gl. (6.35) lässt sich das orts aufgelöste TRKR-Signal  $\theta_k(\Delta x, t=0)$  ausdrücken als (Herleitung im Anhang A dargestellt):

$$\theta_k(\Delta x, t=0) \propto \frac{S_0 A_0}{4\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{\Delta x^2}{4\sigma^2}\right). \quad (6.36)$$

Aus dem Vergleich von Gln. (6.36) und (6.30) erkennt man, dass die gemessene orts aufgelöste TRKR-Amplitude eine Funktion des Profils des Spinpakets ist, die einen Faktor 2 vergrößerte Varianz von  $\sigma'^2 = 2\sigma^2$  besitzt als das Spinpaket.

Bei einer Transportzeit  $t > 0$  finden Diffusion, feldgetriebener Transport und Spinrelaxation des Spinpakets statt. So lautet die zeitliche Entwicklung des Spinpakets gemäß Gln. (6.31) und (6.33)

$$s(x, y, \Delta x, t) = \frac{S_0}{2\pi\sigma^2 + 4\pi D_s t} \exp\left(-\frac{(x + \Delta x + \mu_s E t)^2}{2\sigma^2 + 4D_s t}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma^2 + 4D_s t}\right) \exp\left(-\frac{t}{T_2^*}\right). \quad (6.37)$$

Wird Gl. (6.37) in Gl. (6.35) eingesetzt, so lautet die mathematische Beschreibung des zeit- und orts aufgelösten TRKR-Signals

$$\theta_k(\Delta x, t) \propto \frac{S_0 A_0}{4\pi\sigma^2 + 4\pi D_s t} \exp\left(-\frac{t}{T_2^*}\right) \exp\left(-\frac{(\Delta x + \mu_s E t)^2}{4\sigma^2 + 4D_s t}\right) \quad (6.38)$$

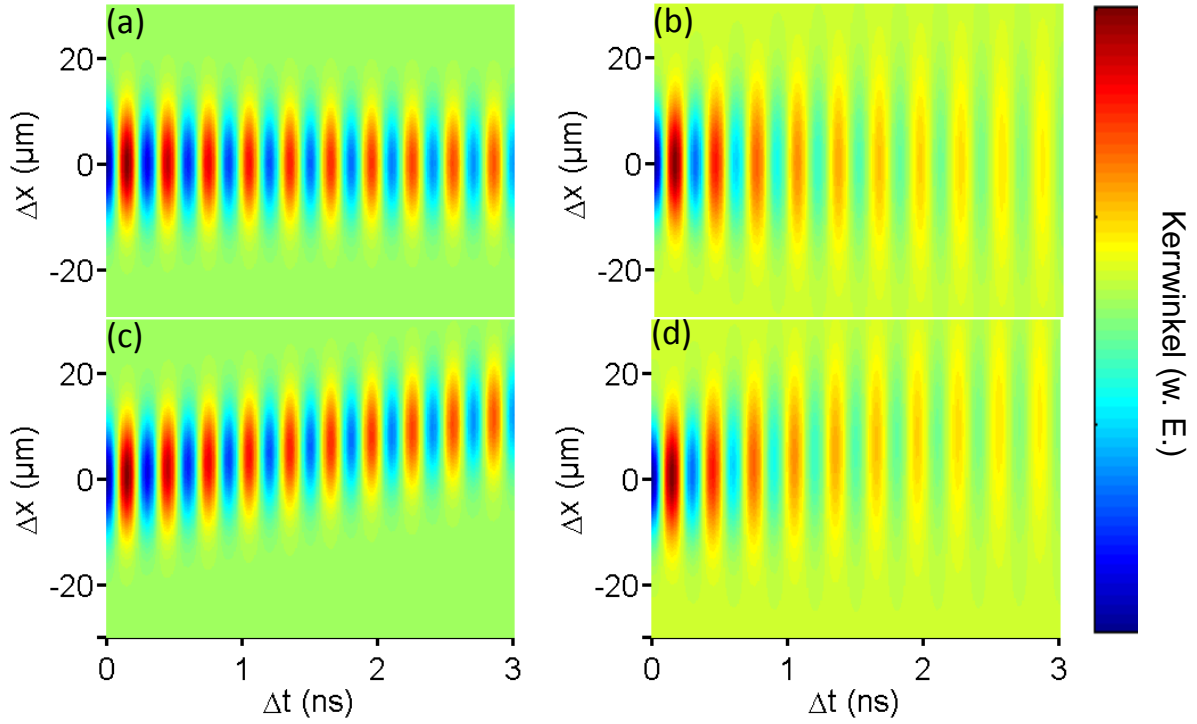
$$= \frac{S_0 A_0}{2\pi(\sigma'(t))^2} \exp\left(-\frac{t}{T_2^*}\right) \exp\left(-\frac{(\Delta x - L_{drift})^2}{2(\sigma'(t))^2}\right) \quad (6.39)$$

und

$$\theta_k(\Delta x, t) \propto \frac{S_0 A_0}{2\pi(\sigma'(t))^2} \exp\left(-\frac{t}{T_2^*}\right) \exp\left(-\frac{(\Delta x + \mu_s E t)^2}{2(\sigma'(t))^2}\right) \times \cos(\omega_L t + \varphi) \quad (6.40)$$

in einem Magnetfeld in Voigt-Geometrie. Hierbei verschiebt sich der Maximalwert dieser Gaussfunktion um die feldgetriebene Spintransportlänge  $L_{drift} = -\mu_s E t$  und ihre Standardabweichung verbreitet zu  $\sigma'(t) = \sqrt{2\sigma^2 + 2D_s t}$ .

Zur Veranschaulichung des Einflusses der beiden Parameter  $D_s$  und  $E\mu_s$  sind in Abb. 6.6 Simulationen des zeit- und orts abhängigen Kerrwinkels dargestellt.

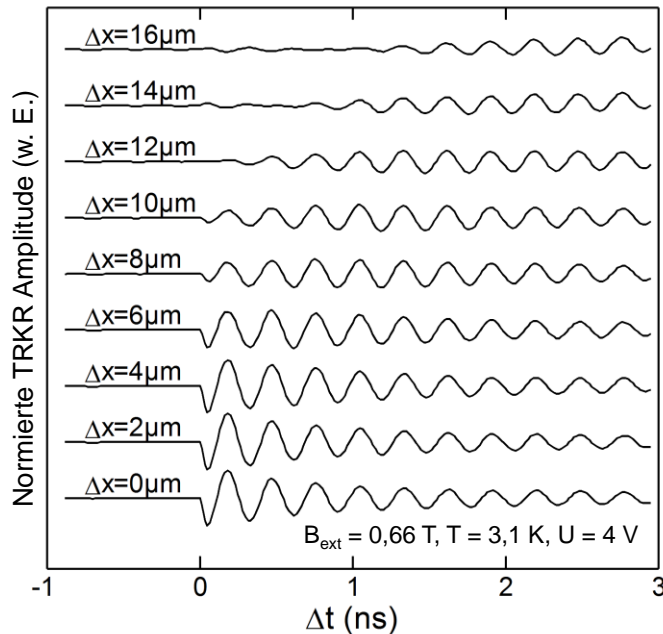


**Abb. 6.6:** Simulation des zeit- und orts aufgelösten TRKR-Signals für zwei verschiedene Parameter  $E\mu_s$  und  $D_s$  gemäß Gl. (6.40). Dabei ist das externe Magnetfeld  $B_{ext} = 0,66 \text{ T}$ , die beiden Zeitkonstanten  $\tau_r = 0,5 \text{ ns}$ ,  $T_2^* = 10 \text{ ns}$ , Spotbreite des Lasers  $\sigma = 5 \mu\text{m}$  (a)  $D_s = 0$ ,  $E\mu_s = 0$ ; (b)  $D_s = 30 \text{ cm}^2/\text{s}$ ,  $E\mu_s = 0$ ; (c)  $D_s = 0$ ,  $E\mu_s = 4 \mu\text{m}/\text{ns}$  (d)  $D_s = 30 \text{ cm}^2/\text{s}$ ,  $E\mu_s = 4 \mu\text{m}/\text{ns}$ .

Im Falle ohne angelegte elektrische Spannung ( $E\mu_s = 0$ ) und ohne Spindiffusion ( $D_s = 0$ ), erkennt man, dass der Mittelpunkt und die Varianz des Spinpakets nicht mit der Zeit variieren (siehe Abb. 6.6 (a)). Wenn eine Spindiffusion stattfindet (siehe Abb. 6.6 (b)), so wird eine zeitabhängige Verbreiterung der Varianz des Spinpakets verursacht. Mit einer angelegten elektrischen Spannung ist ein feldgetriebener Spintransport des Spinpakets entlang der Feldrichtung (x-Richtung) zu erwarten, wobei ohne Spindiffusion seine Varianz konstant bleibt (siehe Abb. 6.6 (c)) und mit Spindiffusion seine Varianz mit der Zeit steigt (siehe Abb. 6.6 (d)).

### 6.2.4 Experimentelle Ergebnisse zum Spintransport

Eine Serie zeit- und orts aufgelöster TRKR-Messungen wurde mit verschiedenen angelegten Spannungen ( $U = 0\text{ V}, \pm 2\text{ V}$  und  $\pm 4\text{ V}$ ) durchgeführt.



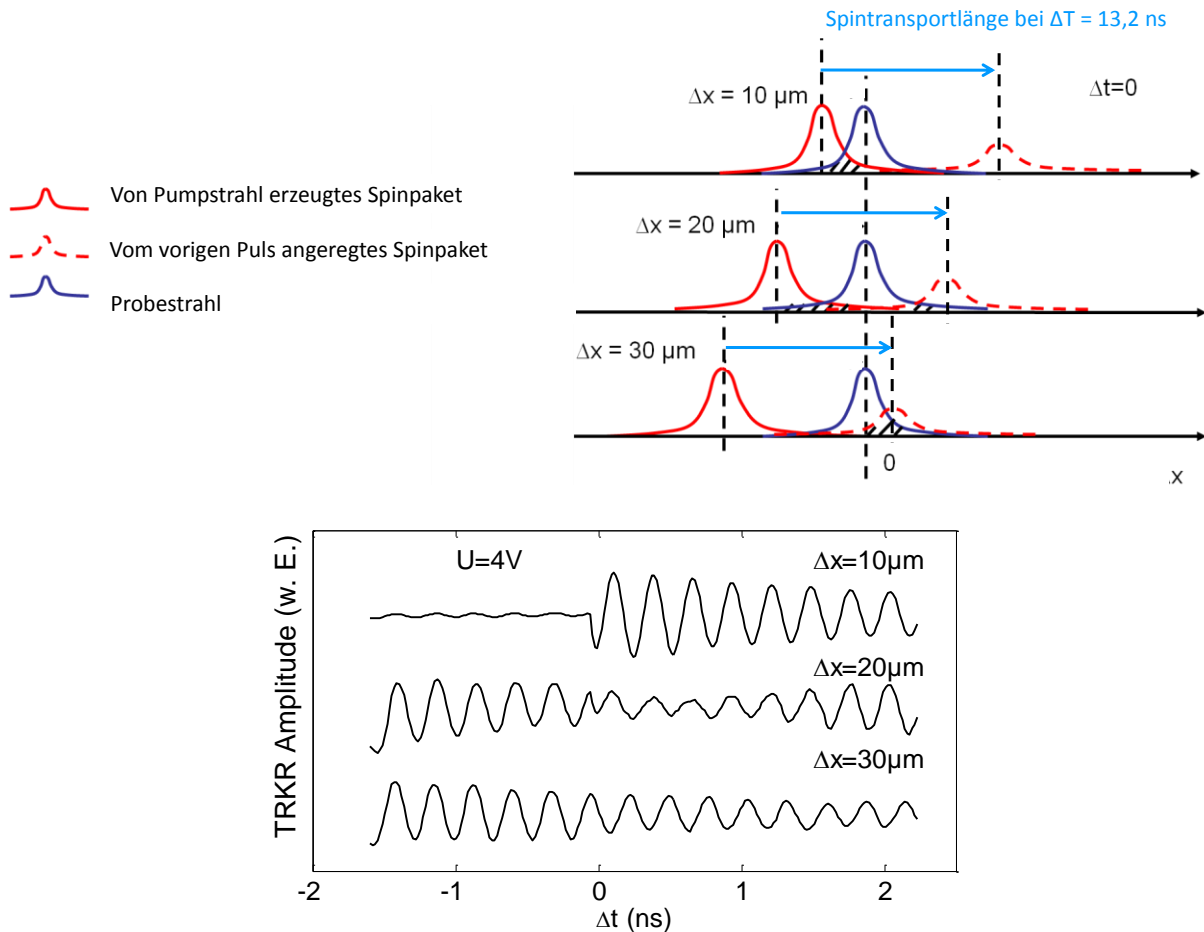
**Abb. 6.7:** Ortsaufgelöste TRKR-Messungen bei angelegter elektrischer Spannung  $U = 4\text{ V}$ . Dabei ist das externe Magnetfeld  $B_{\text{ext}} = 0,66\text{ T}$  und die Temperatur betrug  $3,1\text{ K}$ .

In Abb. 6.6 sind die gemessene TRKR-Kurven (bei  $U = 4\text{ V}$ ) als Funktion von  $\Delta x$  dargestellt. Es lässt sich eine systematische Änderung der zeitlichen Entwicklung der TRKR-Amplitude mit  $\Delta x$  zu erkennen. Mit angelegtem elektrischem Feld ist bei kleinem  $\Delta x$  noch eine mit  $\Delta t$  abklingende Amplitude des TRKR-Signals zu erkennen. Mit zunehmendem  $\Delta x$  beobachtet man eine ansteigende TRKR-Amplitude mit  $\Delta t$ . Dies zeigt einen deutlichen Transport des Spinpakets auf, das sich während einer Transportzeit  $\Delta t$  von dem Ort der Anregung (Position des Pumpstrahls) zu dem Ort der Detektion (Position des Probestrahls) bewegt.

In den Messkurven bei größerem  $\Delta x$  findet man nahe am zeitlichen Nullpunkt (zum Beispiel bei der Messkurve von  $\Delta x = 16\text{ μm}$ ,  $0\text{ ns} < \Delta t < 0,5\text{ ns}$ ) noch eine Überlagerung mit einem Spinpaket, welches durch den vorigen Pumpstrahl-Puls generiert wurde. In Abb. 6.8 ist die Erklärung zu diesem Messphänomen schematisch dargestellt.

Aufgrund der feldgetriebenen Bewegung des Spinpaketes sind die zwei Spinpakete, die mit einem zeitlichen Intervall von  $13,2\text{ ns}$  nacheinander generiert werden, räumlich separiert entlang der Transportrichtung  $x$ . Die Separation der beiden Spinpakete ergibt sich nach der Elektronendriftgleichung zu  $L_{\text{drift}} = -\mu_s E \Delta T$ , wobei  $\Delta T = 13,2\text{ ns}$  der Repetitionsperiode

des gepulsten Lasers entspricht. Wie in der oberen Graphik von Abb. 6.8 dargestellt, erhält das gemessene TRKR-Signal die Spin-Amplitude aus diesen zwei Spinpaketen, was durch die schraffierte Fläche veranschaulicht ist, wobei die Signalgröße aus dem einzelnen Spinpaket proportional zu der zugehörigen Flächengröße ist.



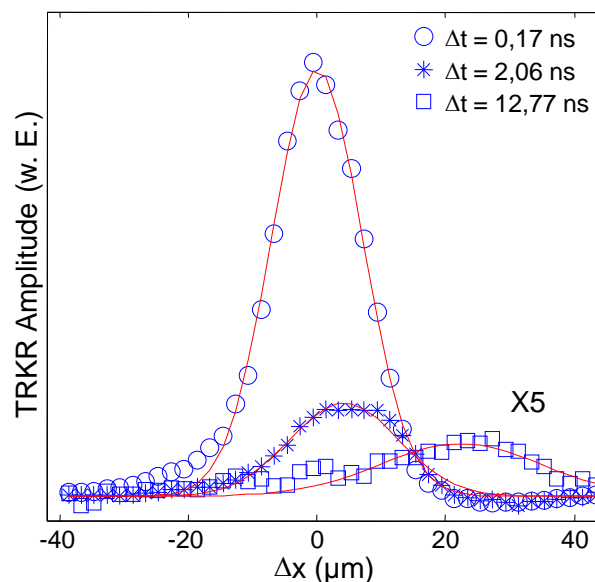
**Abb. 6.8:** Oben: Schematisch dargestellte Erklärung zur Überlagerung des orts aufgelösten TRKR-Signals aus zwei Spinpaketen. Bei einer konstanten Transportlänge des Spinpakets innerhalb einer Repetitionsperiode des Laserpulses ( $\Delta T = 13,2 \text{ ns}$ ) ist das Verhältnis des TRKR-Signals vom ersten Spinpaket zum zweiten (gezeichnet durch die schraffierte Fläche) eine Funktion der Separation  $\Delta x$  zwischen den Pump- und Probestrahlen. Unten: Drei gemessene TRKR-Kurven mit einem charakteristischen  $\Delta x = 10, 20$  und  $30 \mu\text{m}$ .

Angenommen  $\Delta x$  und feldgetriebener Spintransport besitzen die gleichen Vorzeichen. Im Gegensatz zur ortsfester TRKR, bei welcher nach dem zeitlichen Nullpunkt die Amplitude lediglich von dem letzten Pumpstrahlpuls dominiert ist, schwächt sich das orts aufgelöste TRKR-Signal drastisch mit der Entfernung der beiden Strahlen  $\Delta x$  ab. Gleichzeitig liegt das

Spinpaket, das durch den vorletzten Pumpstrahlpuls erzeugt ist, wegen des Spintransports näher an dem Probestrahl und seine noch nicht vollständig abgeklungene Spin-Amplitude trägt einen vergleichbaren Anteil des TRKR-Signals bei. Dies führt zu, dass unter diesen Umständen die Anteile des TRKR-Signals aus den letzten zwei Pumpstrahlpulsen gleichzeitig berücksichtigt werden müssen (siehe Abb. 6.8 bei  $\Delta x = 20 \mu\text{m}$ ). Mit einer noch größeren Entfernung der Pump- und Probestahlen entsteht das TRKR-Signal nun alleine aus dem letzten Spinpaket (siehe Abb. 6.8 bei  $\Delta x = 30 \mu\text{m}$ ).

### 6.2.5 Beweglichkeit und Diffusionskoeffizient des Spinpakets in n-GaAs

Wird die Amplitude der zeit- und orts aufgelösten TRKR-Messungen (gleiche Messserie wie in Abb. 6.7 dargestellt ist) als Funktion der Verzögerungszeit  $\Delta t$  dargestellt, so ergibt sich die zeitliche Entwicklung des Profils des Spinpakets. Wie in Abb. 6.9 zu beobachten ist, zeigt das vom Pumpstrahl generierte Spinpaket ein gaussförmiges laterales Profil unmittelbar nach der optischen Anregung bei  $\Delta t = 0,17 \text{ ns}$ . Mit der Verzögerungszeit  $\Delta t$  bewegt sich das Spinpaket entgegen des angelegten elektrischen Felds und ihr laterales Profil dehnt sich aufgrund der Spindiffusion aus.

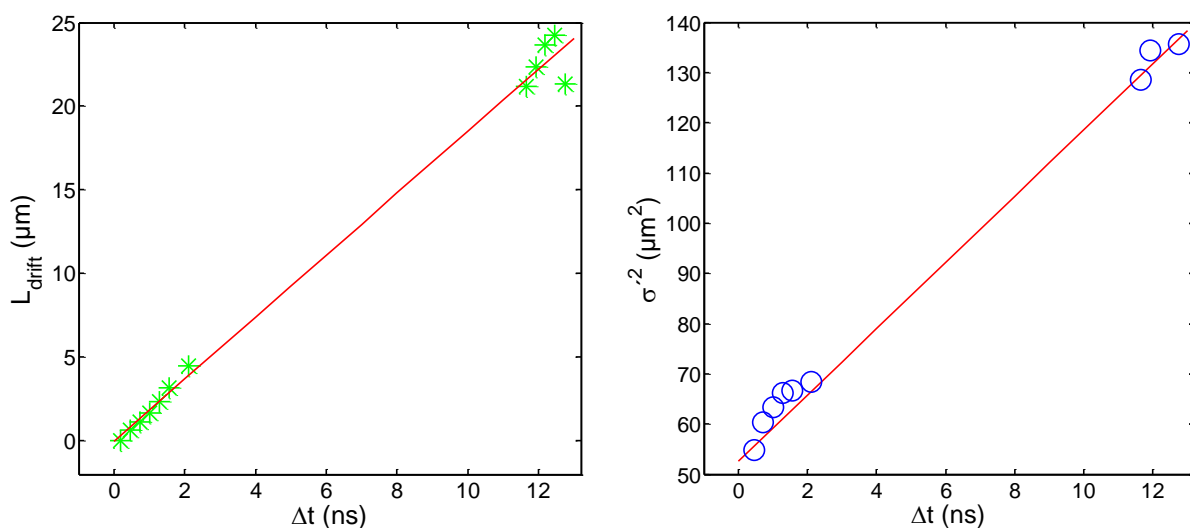


**Abb. 6.9:** Laterale Profile orts aufgelöster TRKR-Messungen mit angelegter elektrischer Spannung von  $U = 4 \text{ V}$ . Kurvenanpassung (rote durchgezogene Linien) nach Gl. (6.38). Es



ergeben sich für  $\Delta t = 0,17 \text{ ns}$ ,  $\sigma' \approx 7,1 \text{ }\mu\text{m}$  und  $L_{\text{drift}} \approx 0 \text{ }\mu\text{m}$ ; für  $\Delta t = 2,06 \text{ ns}$ ,  $\sigma' \approx 8,3 \text{ }\mu\text{m}$  und  $L_{\text{drift}} = 4,5 \text{ }\mu\text{m}$ ; für  $\Delta t = 12,77 \text{ ns}$ ,  $\sigma' \approx 11,6 \text{ }\mu\text{m}$  und  $L_{\text{drift}} = 21,3 \text{ }\mu\text{m}$ .

Die in Abb. 6.9 dargestellten Profile des Spinpakets wurden nach Gl. (6.38) angepasst und die charakteristischen Größen der Gaußfunktionen: ( $L_{\text{drift}}$  und Varianz  $\sigma'^2$ ) wurden als Funktion der Verzögerungszeit in Abb. 6.10 dargestellt. Aus der linearen Verzögerungszeitabhängigkeit von  $L_{\text{drift}}$  und  $D_s$  wurden eine Spin-Beweglichkeit von  $\mu_s \approx 6000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  und ein Spin-Diffusionskoeffizient von  $D_s = 33 \text{ cm}^2/\text{s}$  ermittelt.



**Abb. 6.10:** Links: Transportlänge  $L_{\text{drift}}$  bzw.  $\Delta t$ . Rechts: Varianz  $\sigma'^2$  als Funktion der Verzögerungszeit  $\Delta t$ . Aus der Steigung von  $L_{\text{drift}}(\Delta t)$  und  $\sigma'^2(\Delta t)$  bei einem angelegten elektrischem Feld von  $E \approx -31 \text{ V/cm}$  werden gemäß Gl. (6.38) eine Spin-Beweglichkeit von  $\mu_s \approx 6000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  und ein Spin-Diffusionskoeffizient von  $D_s = 33 \text{ cm}^2/\text{s}$  ermittelt.

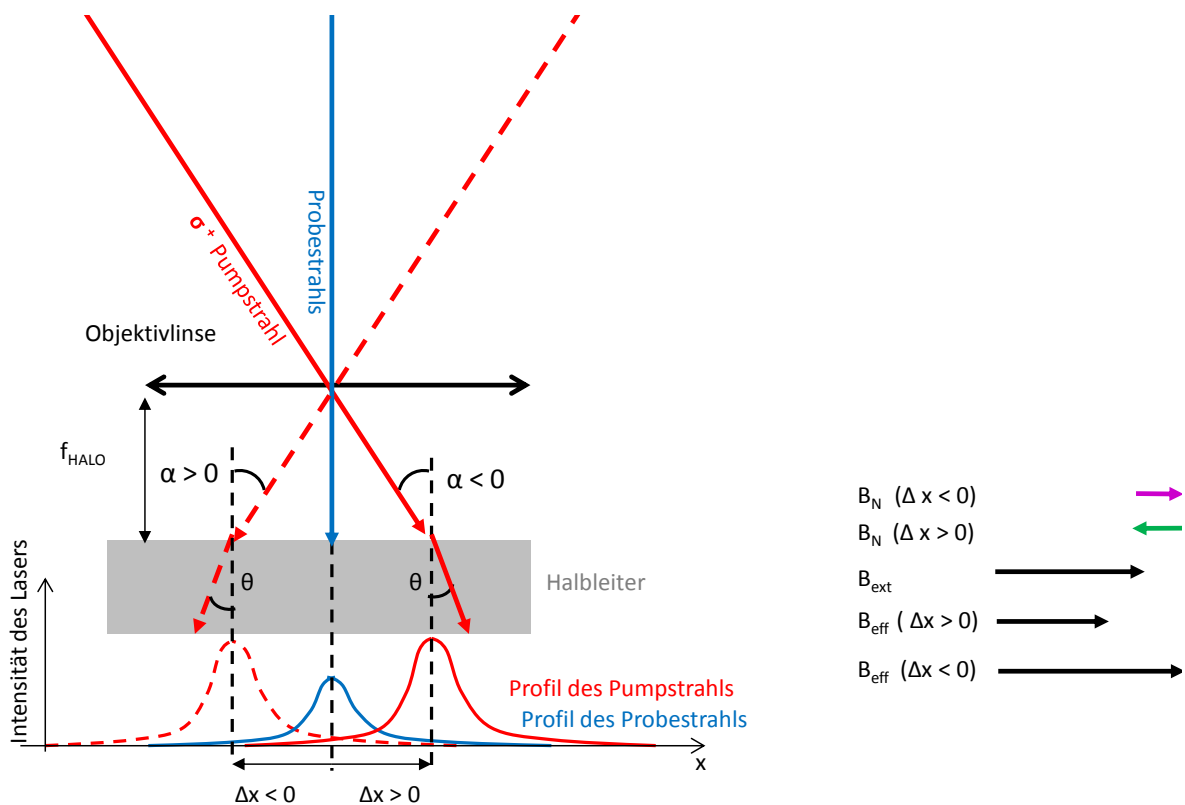
Aus der gemessenen Spinbeweglichkeit und der Diffusionskonstante erhält man einen Faktor  $eD_s / \mu_s k_B T = 16$ . Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem in der Literatur berichteten Verhalten eines Spinpakets ( $eD_s / \mu_s k_B T \approx 12$  bei  $n = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T = 1,6 \text{ K}$  [Kik99]). Dies bedeutet, dass wenn bei tiefer Temperatur in einem Halbleiter dessen Dotierprofil am MIT liegt, die Einstein-Gleichung ihre Gültigkeit verliert.

## 6.3 Einfluss der Hyperfein-Wechselwirkung auf den Spintransport

In diesem Abschnitt wird demonstriert, welchen Einfluss die Kernspins auf die laterale Verteilung und den Transport des Spinpakets in n-GaAs haben.

### 6.3.1 Optische Generation des Overhauserfelds

Zur Untersuchung des Einflusses der Hyperfein-Wechselwirkung auf den Spintransport wurde die ortsabhängige TRKR-Messung mit der in Abb. 6.11 dargestellten Geometrie durchgeführt (siehe auch Abb. 3.7).



**Abb. 6.11:** Optische Ausrichtung der Kernspins bei der ortsaufgelösten TRKR-Messung unter einem Einfallswinkel  $\alpha$  des Pumpstrahls.

Der Zusammenhang  $\Delta x = f_{\text{HALO}} \tan \alpha \approx f_{\text{HALO}} \alpha$  ist bereits in Gl. (3.19) gegeben. Aufgrund

der Brechung des Lichts gilt für die in Abb. 6.11 dargestellten Winkel  $\frac{\sin \theta}{\sin \alpha} = \frac{n_{\text{Vakuum}}}{n_{\text{GaAs}}}$ , wobei

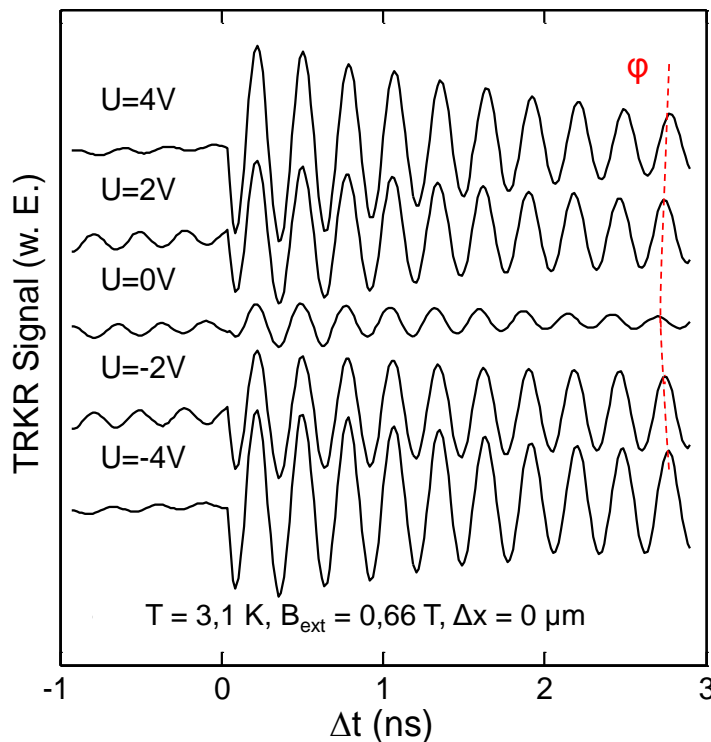
der Brechungsindex  $n_{\text{GaAs}} = 3,7$  beträgt. Unter unseren experimentellen Bedingungen beträgt

der maximale Wert  $\theta \approx 1 \times 10^{-4} \text{ rad}$  (bei einer maximalen Scanstrecke von  $\Delta x \sim 20 \text{ } \mu\text{m}$  beträgt der Winkel bei einer Brennweite der Objektivlinse von  $f_{\text{HALO}} = 50 \text{ mm}$  ca.  $\alpha \approx 4 \times 10^{-4} \text{ rad}$  und damit  $\theta \approx 1 \times 10^{-4} \text{ rad}$ ). Da die Winkel  $\alpha$  und  $\theta$  sehr klein sind, gilt  $\sin \theta \propto \sin \alpha \propto \Delta x$ .

Anhand von Abb. 5.7 ist zu erkennen, dass das generierte Kernfeld  $B_N$  eine Funktion des Winkels zwischen Pumpstrahl (im Halbleiter) und externem Magnetfeld ist. Es gilt  $B_N \propto \langle S_{\parallel} \rangle = \langle S \rangle \sin \theta \propto \langle S \rangle \Delta x$ .

### 6.3.2 Kohärenter Spintransport in n-GaAs unter dem Einfluss der Hyperfein-Wechselwirkung

Anhand der bereits in Abb. 6.7 und Abb. 6.8 dargestellten Messserie wurde der Einfluss der Hyperfein-Wechselwirkung auf den kohärenten Spintransport untersucht. In Abb. 6.12 sind die TRKR-Messkurven dargestellt, die bei  $\Delta x = 0$  aufgenommen wurden.



**Abb. 6.12:** Gemessene TRKR-Kurven bei  $\Delta x = 0$ . Verschiedene elektrische Spannungen wurden angelegt.

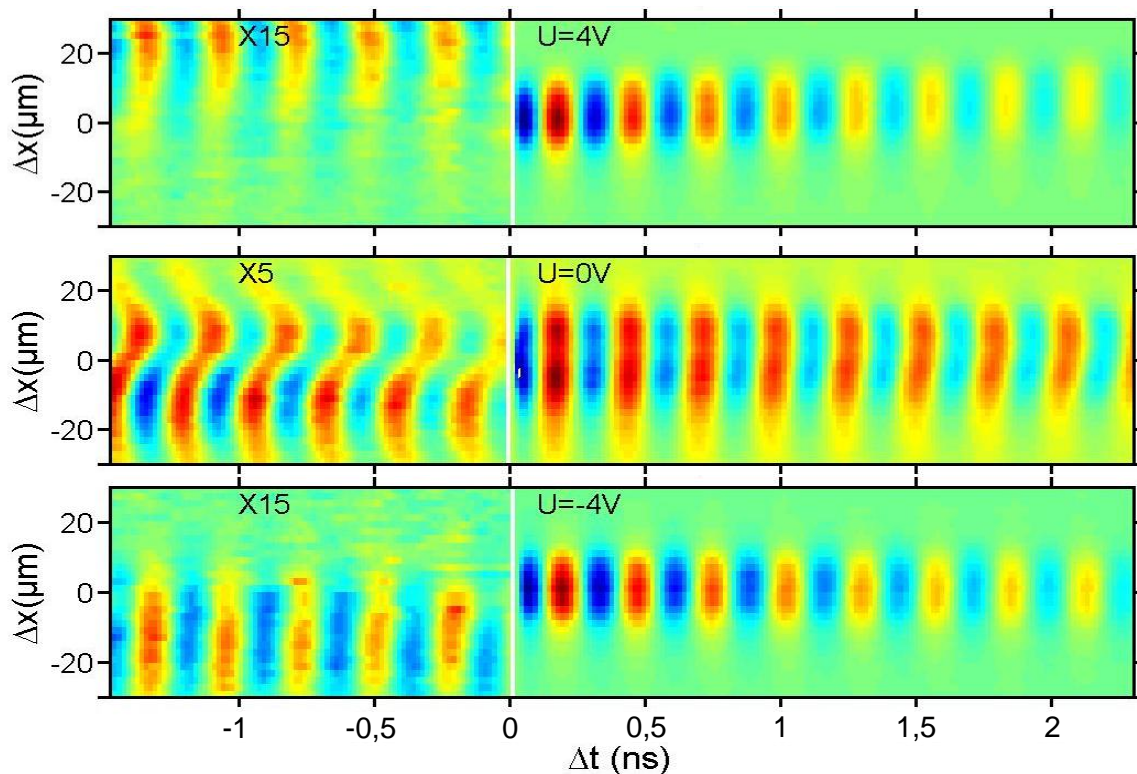
Beim Vergleich der TRKR Messkurven mit verschiedenen elektrischen Spannungen ( $U = 0 \text{ V}$ ,  $\pm 2 \text{ V}$  und  $\pm 4 \text{ V}$ ), findet man zwei interessante Details:

1. Mit zunehmendem  $|U|$  beobachtet man eine deutlich steigende TRKR-Amplitude. Der Zusammenhang zwischen den beiden Größen ist jedoch nichtlinear. Es fällt auf,

dass es einen viel größeren Unterschied der TRKR-Amplitude zwischen  $U = 0\text{ V}$  und  $|U| = 2\text{ V}$  gibt, als zwischen  $|U| = 2\text{ V}$  und  $|U| = 4\text{ V}$ .

2. Aus der Phasenverschiebung zwischen den Messkurven erkennt man eine Spannungsabhängige Änderung der Larmorfrequenz.

In Abb. 6.13 ist das gemessene TRKR-Signal als Funktion der Zeit  $\Delta t$  und des Orts  $\Delta x$  für verschiedene angelegte Spannungen ( $U = +4\text{ V}$ ,  $0\text{ V}$  und  $-4\text{ V}$ ) dargestellt.

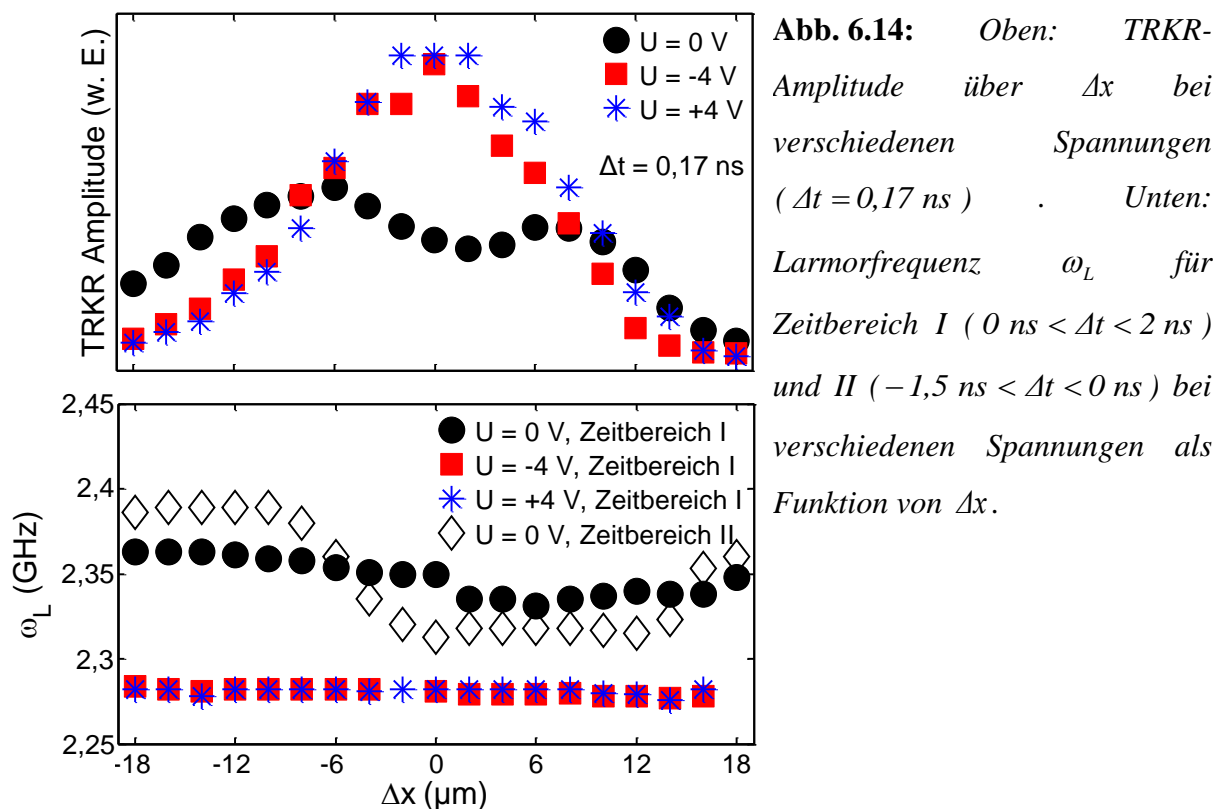


**Abb. 6.13:** TRKR-Signale als Funktion der Verzögerungszeit  $\Delta t$  für unterschiedliche  $\Delta x$ . Die Messungen wurden bei Tieftemperatur ( $T = 3,1\text{ K}$ ,  $B_{\text{ext}} = 0,66\text{ T}$ ) mit unterschiedlichen elektrischen Spannungen aufgenommen. Oben:  $U = +4\text{ V}$  ; Mitte:  $U = 0\text{ V}$  und Unten:  $U = -4\text{ V}$ .

In den oberen und unteren Grafiken von Abb. 6.13 erkennt man eine zeitliche Entwicklung des gaußförmigen Spinpakets, dessen Schwerpunkt je nach Feldrichtung in die positive bzw. in die negative  $\Delta x$  Richtung getrieben wurde. Die Messdaten ohne elektrische Spannung (mittleres Bild) zeigt hingegen eine auffällige laterale Ausdehnung der TRKR-Amplitude. Das heißt, das Spinpaket besitzt ein ungewöhnliches Profil sowohl direkt nach der optischen Spingenerierung als auch nach einer längeren Verzögerungszeit von  $\Delta t \approx 13\text{ ns}$  ( $\Delta t < 0$ ). Ein

weiteres außergewöhnliches Verhalten bei dieser Messserie, im Gegensatz zu den Messungen mit Spannung, ergibt sich durch die  $\Delta x$  abhängige Phasenverschiebung zwischen den Messkurven, die mit der Verzögerungszeit  $\Delta t$  deutlicher ausgeprägt ist.

Um detaillierte Vergleiche dieser Messkurven zu ermöglichen, wurden die charakteristischen Größen, wie ortsabhängige TRKR-Amplitude und Larmorfrequenz, mittels Kurvenanpassung extrahiert und in Abb. 6.14 zusammengefasst.



Aus der dargestellten TRKR-Amplitude lässt sich erkennen, dass bei  $U = \pm 4 \text{ V}$  ein gaußförmiges Profil des Spinpakets vorliegt. Hingegen verformt sich das Profil des Spinpakets bei  $U = 0 \text{ V}$ . Bei dieser geringen Zeitverzögerung  $\Delta t = 0,17 \text{ ns}$  wird angenommen, dass der Spintransport vernachlässigt werden kann, weshalb die dargestellte TRKR-Amplitude im Wesentlichen das Profil des Spinpakets direkt nach der optischen Anregung widerspiegelt. Nach dem Ergebnis aus Kap. 5.3 lässt sich diese feldabhängige TRKR-Amplitude durch den Einfluss der Hyperfein-Wechselwirkung auf den Elektronenspin erklären.

Aufgrund des Spintransfers vom Elektronensystem zum Kernspinsystem ergibt sich ein reduzierter Spinpolarisationsgrad der Elektronen, sobald eine effiziente Hyperfein-Wechselwirkung auftritt. Die reduzierte TRKR-Amplitude bei  $U = 0 \text{ V}$  weist auf eine sehr

effiziente Hyperfein-Wechselwirkung zwischen dem Kernspin und den lokalisierten, Donator-gebundenen Elektronenspins hin. Das gaußförmige Profil des Spinpakets bei  $U = \pm 4$  V hingegen weist darauf hin, dass die Donator gebundenen Elektronen durch die angelegte elektrische Spannung freigesetzt sind [Fur06]. Dadurch spielt die Hyperfein-Wechselwirkung eine untergeordnete Rolle.

Ein noch klarerer Beweis dieser Interpretation erhält man aus der Verschiebung der Phase- bzw. aus der Larmorfrequenz-Verschiebung der Messkurven mit  $\Delta x$ . Wie bereits in Abb. 6.11 dargestellt, erhält man einen Zusammenhang zwischen  $\Delta x$  und der Richtung des erzeugten Kernfelds  $B_N$ . Bei  $U = 0$  V deutet die systematische Änderung der Larmorfrequenz auf eine Konsequenz des aufgebauten Kernfelds hin, dass je nach Vorzeichen von  $\Delta x$  parallel oder antiparallel zum externen Magnetfeld liegt ( $\Delta x > 0$ ,  $B_N$  liegt antiparallel zu  $B_{ext}$ ,  $\Delta\omega_L < 0$ ;  $\Delta x < 0$ ,  $B_N$  liegt parallel zu  $B_{ext}$ ,  $\Delta\omega_L > 0$ ). Im Zeitbereich II ist diese Larmorfrequenz-Änderung deutlicher zu sehen. Dies bedeutet, dass während der einminütigen Messung des TRKR ein signifikantes Kernfeld  $B_N$  in der Donator Umgebung erreicht ist. Der leichte Versatz zwischen  $\Delta\omega_L = 0$  und  $\Delta x = 0$  liegt sehr wahrscheinlich an einer kleinen Winkelabweichung, die über Vorzeichen und Größe des Kernfelds  $B_N$  entscheidet.

Die zum Vergleich dargestellten Larmorfrequenzen bei  $U = \pm 4$  V zeigen hingegen neben einer konstanten Larmorfrequenz für beide Zeitbereiche I und II, die unabhängig von  $\Delta x$  ist, noch eine deutliche Verringerung der Larmorfrequenz. Eine Auswertung ergibt, dass der zugehörige g-Faktor von  $g = -0,44$  auf  $g = -0,42$  gestiegen ist. Diese Änderung steht im Einklang mit den bekannten Werten aus der Literatur:  $g \approx -0,44$  für Donator gebundene Elektronen und  $g \sim -0,42$  bis  $-0,43$  für freie Elektronen [Hoh12]. Hiermit ist diese Änderung des g-Faktors ein weiterer Hinweis, dass mit angelegter elektrischer Spannung die lokalisierten Donator Elektronen zu freien Elektronen umgewandelt werden.

# Anhang

## A: Überlappung der Pump- und Probestrahlen

Im folgenden Abschnitt wird der Zusammenhang zwischen der gemessenen TRKR-Amplitude und dem Profil eines Spinpakets berechnet.

Es wird zunächst das gaußförmige Profil des Probestrahls und das vom Pumpstrahl generierte Spinpaket mathematisch dargestellt mit der Ausdehnung  $\sigma$  und der relativen Position  $\Delta x$  der beiden Laserspots.

Bei  $t = 0$  lautet das Profil des ortsfesten Probestrahls ( $\Delta x = 0$ )

$$A_{probe}(x, y) = \frac{A_0}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{A.1})$$

und das Profil des durch den Pumpstrahl generierten Spinpakets um  $\Delta x$  vom Probestrahl entfernt,

$$s(x, y, \Delta x, t = 0) = \frac{S_0}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{(x + \Delta x)^2 + y^2}{2\sigma^2}\right). \quad (\text{A.2})$$

Damit ergibt sich ein orts aufgelöstes TRKR-Signal unmittelbar nach der optischen Anregung (bei  $t = 0$ ), das proportional zur Überlappung der beiden Funktionen ist

$$\theta_k(\Delta x, t = 0) \propto \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} s(x, y, \Delta x, t = 0) A_{probe}(x, y) dx dy$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{S_0 A_0}{4\pi^2 \sigma^4} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2}\right) \exp\left(-\frac{(x + \Delta x)^2 + y^2}{2\sigma^2}\right) dx dy \\
&= \frac{S_0 A_0}{4\pi^2 \sigma^4} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{2x^2 + 2y^2 + \Delta x^2 + 2x\Delta x}{2\sigma^2}\right) dx dy \\
&= \frac{S_0 A_0}{4\pi^2 \sigma^4} \exp\left(-\frac{\Delta x^2}{4\sigma^2}\right) \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{2x^2 + 2x\Delta x + \frac{\Delta x^2}{2}}{2\sigma^2}\right) dx \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{2y^2}{2\sigma^2}\right) dy \quad (\text{A.3}) \\
&= \frac{S_0 A_0}{4\pi^2 \sigma^4} \exp\left(-\frac{\Delta x^2}{4\sigma^2}\right) \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{\left(x + \frac{1}{2}\Delta x\right)^2}{\sigma^2}\right) dx \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{y^2}{\sigma^2}\right) dy.
\end{aligned}$$

Mit dem Ansatz

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-ax^2) dx = \sqrt{\frac{\pi}{a}}, \quad (\text{A.4})$$

ergibt sich der Kerrwinkel

$$\theta_k(\Delta x, t = 0) \propto \frac{S_0 A_0}{4\pi^2 \sigma^4} \left(\sqrt{\pi\sigma^2}\right)^2 \exp\left(-\frac{\Delta x^2}{4\sigma^2}\right) = \frac{S_0 A_0}{4\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{\Delta x^2}{4\sigma^2}\right). \quad (\text{A.5})$$

Bei einem anderen Zeitpunkt  $t > 0$  müssen sowohl der Transport als auch die Relaxation und Dephasierung des Spin-Pakets berücksichtigt werden. So ergibt sich der Ausdruck für das Spin-Paket  $s(\Delta x, t)$  und somit für den Kerrwinkel  $\theta_k(\Delta x, t)$

$$s(x, y, \Delta x, t) = \frac{S_0}{2\pi\sigma^2 + 4\pi D_s t} \exp\left(-\frac{(x + \Delta x + \mu_s E t)^2}{2\sigma^2 + 4D_s t}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma^2 + 4D_s t}\right) \exp\left(-\frac{t}{T_2^*}\right), \quad (\text{A.6})$$

$$\theta_k(\Delta x, t) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} s(x, y, \Delta x, t) A_{probe}(x, y) dx dy \quad (\text{A.7})$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{S_0 A_0}{2\pi\sigma^2 (2\pi\sigma^2 + 4\pi D_s t)} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2}\right) \exp\left(-\frac{(x + \Delta x + \mu_s E t)^2}{2\sigma^2 + 4D_s t}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma^2 + 4D_s t}\right) \exp\left(-\frac{t}{T_2^*}\right) dx dy, \\
&\quad (\text{A.8})
\end{aligned}$$



wobei  $\mu_s$  die Spinbeweglichkeit,  $E$  das angelegte elektrische Feld und  $T_2^*$  eine effektive Zeitkonstante der Spindephasierung beschreibt.

Mit  $-\Delta x - \mu_s Et = \Delta x'$ , wird Gl. (A.8) geschrieben als

$$\begin{aligned}
 \theta_k(\Delta x, t) &\propto \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} s(\Delta x, t) A_{probe}(x, y) dx dy \\
 &= \frac{S_0 A_0}{2\pi\sigma^2(2\pi\sigma^2 + 4\pi D_s t)} \exp \frac{-\Delta t}{T_2^*} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \exp \left( - \frac{(x^2 + y^2)(2\sigma^2 + 4D_s t) + 2\sigma^2(x - \Delta x')^2 + 2\sigma^2 y^2}{2\sigma^2(2\sigma^2 + 4D_s t)} \right) dx dy \\
 \text{und mit } C &= \exp \frac{-t}{T_2^*} \\
 &= \frac{S_0 A_0 C}{2\pi\sigma^2(2\pi\sigma^2 + 4\pi D_s t)} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \exp \left( - \frac{(x^2 + y^2)(\sigma^2 + 2D_s t) + \sigma^2(x - \Delta x')^2 + \sigma^2 y^2}{\sigma^2(2\sigma^2 + 4D_s t)} \right) dx dy \\
 &= \frac{S_0 A_0 C}{2\pi\sigma^2(2\pi\sigma^2 + 4\pi D_s t)} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \exp \left( - \frac{x^2(2\sigma^2 + 2D_s t) - 2\sigma^2 x \Delta x' + \sigma^2 \Delta x'^2 + y^2(2\sigma^2 + 2D_s t)}{\sigma^2(2\sigma^2 + 4D_s t)} \right) dx dy \\
 &= \frac{S_0 A_0 C}{2\pi\sigma^2(2\pi\sigma^2 + 4\pi D_s t)} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left( - \frac{y^2(2\sigma^2 + 2D_s t)}{\sigma^2(2\sigma^2 + 4D_s t)} \right) dy \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left( - \frac{x^2(2\sigma^2 + 2D_s t) - 2\sigma^2 x \Delta x' + \sigma^2 \Delta x'^2}{\sigma^2(2\sigma^2 + 4D_s t)} \right) dx. \\
 &\quad (1) \qquad (2) \\
 &\quad (A.9)
 \end{aligned}$$

Der Ausdruck von (A.9) wird in zwei Teile zerlegt mit

$$(1) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left( - \frac{y^2(\sigma^2 + D_s t)}{\sigma^2(\sigma^2 + 2D_s t)} \right) dy \text{ und } (2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left( - \frac{x^2(2\sigma^2 + 2D_s t) - 2\sigma^2 x \Delta x' + \sigma^2 \Delta x'^2}{\sigma^2(2\sigma^2 + 4D_s t)} \right) dx.$$

So erhält man mit Gl. (A.4)

$$(1) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left( - \frac{y^2(\sigma^2 + D_s t)}{\sigma^2(\sigma^2 + 2D_s t)} \right) dy = \sqrt{\frac{\pi\sigma^2(\sigma^2 + 2D_s t)}{(\sigma^2 + D_s t)}}, \quad (A.10)$$

$$\begin{aligned}
 (2) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left( - \frac{x^2(2\sigma^2 + 2D_s t) - 2\sigma^2 x \Delta x' + \sigma^2 \Delta x'^2}{\sigma^2(2\sigma^2 + 4D_s t)} \right) dx \\
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left( - \frac{x^2(2\sigma^2 + 2D_s t) - 2\sigma^2 x \Delta x' + \Delta x'^2 \frac{\sigma^4}{(2\sigma^2 + 2D_s t)} - \Delta x'^2 \frac{\sigma^4}{(2\sigma^2 + 2D_s t)} + \sigma^2 \Delta x'^2}{\sigma^2(2\sigma^2 + 4D_s t)} \right) dx \\
 &= \exp \left( - \frac{-\Delta x'^2 \frac{\sigma^4}{(2\sigma^2 + 2D_s t)} + \sigma^2 \Delta x'^2}{\sigma^2(2\sigma^2 + 4D_s t)} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left( - \frac{(2\sigma^2 + 2D_s t) \left( x - \frac{\sigma^2}{(2\sigma^2 + 2D_s t)} \right)^2}{\sigma^2(2\sigma^2 + 4D_s t)} \right) dx \\
 &= \exp \left( - \frac{\Delta x'^2 (\sigma^2 + 2D_s t)}{(2\sigma^2 + 4D_s t)(2\sigma^2 + 2D_s t)} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left( - \frac{(\sigma^2 + D_s t) \left( x - \frac{\sigma^2}{(\sigma^2 + D_s t)} \right)^2}{\sigma^2(\sigma^2 + 2D_s t)} \right) dx \\
 &= \sqrt{\frac{\pi \sigma^2 (\sigma^2 + 2D_s t)}{(\sigma^2 + D_s t)}} \exp \left( - \frac{\Delta x'^2}{4\sigma^2 + 4D_s t} \right).
 \end{aligned}
 \tag{A 11}$$

Werden (1) und (2) in (A.6) eingesetzt so gilt:

$$\begin{aligned}
 \theta_k(\Delta x, t) &\propto \frac{S_0 A_0 C}{2\pi \sigma^2 (2\pi \sigma^2 + 4\pi D_s t)} \sqrt{\frac{\pi \sigma^2 (\sigma^2 + 2D_s t)}{(\sigma^2 + D_s t)}} \sqrt{\frac{\pi \sigma^2 (\sigma^2 + 2D_s t)}{(\sigma^2 + D_s t)}} \exp \left( - \frac{\Delta x'^2}{4\sigma^2 + 4D_s t} \right) \\
 &= \frac{S_0 A_0 C}{2\pi \sigma^2 (2\pi \sigma^2 + 4\pi D_s t)} \frac{\pi \sigma^2 (\sigma^2 + 2D_s t)}{(\sigma^2 + D_s t)} \exp \left( - \frac{\Delta x'^2}{4\sigma^2 + 4D_s t} \right) \\
 &= \frac{S_0 A_0 C}{4\pi \sigma^2 + 4\pi D_s t} \exp \left( - \frac{\Delta x'^2}{4\sigma^2 + 4D_s t} \right) \\
 &= \frac{S_0 A_0}{4\pi \sigma^2 + 4\pi D_s t} \exp \frac{-t}{T_2^*} \exp \left( - \frac{(\Delta x + \mu_s E t)^2}{4\sigma^2 + 4D_s t} \right).
 \end{aligned}
 \tag{A 12}$$

## B: Naturkonstanten

### Symbol

$$k_B = 1,380658 \times 10^{-23} \text{ J/K}$$

Boltzmann-Konstante

$$\mu_B = 9,2740154 \times 10^{-24} \text{ J/T}$$

Bohr'sches Magneton

$$\mu_N = 5,0507866 \times 10^{-27} \text{ J/T}$$

Kernmagneton

$$c_0 = 2,99792458 \times 10^8 \text{ m/s}$$

Vakuumlichtgeschwindigkeit

$$\hbar = 1,0545887 \times 10^{-34} \text{ Js}$$

Planck-Konstante

$$m_e = 9,1093897 \times 10^{-31} \text{ kg}$$

Ruhemasse des Elektrons

[Hak05]

## C: Abkürzungen

BAP	Bir-Aronov-Pikus
CISP	Strom induzierte Spinpolarisation (engl.: <i>Current-Induced Spin Polarization</i> )
DMS	Verdünnter magnetischer Halbleiter (engl.: <i>Diluted Magnetic Semiconductor</i> )
DNP	Dynamische Kernspinpolarisation (engl.: <i>Dynamic Nuclear Polarisation</i> )
DP	D'yakonov-Perel
EOM	Elektro-Optischer-Modulator (engl.: <i>Electro-Optic-Modulator</i> )
EY	Elliot-Yafet
GMR	Riesenmagnetowiderstand (engl.: <i>Giant Magneto Resistance</i> )
HEMT	(engl.: <i>High-Electron-Mobility-Transistor</i> )
MBE	Molekularstrahlepitaxie (engl.: <i>Molecular Beam Epitaxy</i> )
MIT	Metall-Isolator-Übergang (engl.: <i>Metal-Insulator-Transition</i> )
MRAM	(engl.: <i>Magnetoresistive Random Access Memory</i> )
PEM	Photoelastischer Modulator (engl.: <i>Photoelastic Modulator</i> )
PL	Photolumineszenz (engl.: <i>Photoluminescence</i> )
PLD	Laserstrahlverdampfen (engl.: <i>Pulsed Laser Deposition</i> )
SFET	Spin Feld Effekt Transistor (engl.: <i>Spin Field-Effect Transistor</i> )
STT	(engl.: <i>Spin-Transfer-Torque</i> )
TMR	Magnetischer Tunnelwiderstand (engl.: <i>Tunnel Magneto Resistance</i> )
TRFR	Zeitaufgelöste Faraday Rotation (engl.: <i>Time Resolved Faraday Rotation</i> )
TRKR	Zeitaufgelöste Kerr-Rotation (engl.: <i>Time Resolved Kerr Rotation</i> )

## D: Symbole

Symbol	Bedeutung
$a_0$	Bohr-Radius
$\alpha_{GaAs}$	Absorptionskoeffizient von GaAs
$A_{hf,\alpha}$	Hyperfein-Konstante des Isotops $\alpha$
$A_{probe}(x, y)$	Profil des Probestrahls
$\mathbf{B}, B_x, B_y, B_z$	Magnetfeld und seine x, y und z Komponente
$\mathbf{B}_{ext}$	Externes Magnetfeld
$B_{eff-Photo},$ $B_{eff-resident}$	Effektives Magnetfeld für die Photoelektronen und für die residenten Elektronen
$B_{e,x}^\alpha$	x-Komponente des Knightfeldes für Isotop $\alpha$
$\mathbf{B}_e^i$	Knightfeld für einen Kern i
$\mathbf{B}_e$	Knightfeld
$B_L$	Lokales Dipol-Feld
$\mathbf{B}_N^\alpha$	Kernfeld des Isotops $\alpha$
$\mathbf{B}_N$	Kernfeld
$B_Q$	Lokales Quadrupol-Feld
$b_Q$	Verhältniswert des magnetischen Feldes zu dem elektrischen Feld
$c_0$	Lichtgeschwindigkeit in Vakuum
$\chi_\alpha$	Natürliches Vorkommen des Isotops $\alpha$
$d$	Schichtdicke

$d_\alpha$	Dichte der Elektronen an einem Kern des Isotops $\alpha$
$D_a$	Ambipolare Beweglichkeit
$D_{e,h\uparrow,\downarrow}$	Diffusionskoeffizient der Elektronen und Löcher mit dem Zustand Spin-Up oder Spin-Down
$D_I$	Diffusionskoeffizient des Kernspins
$D_s$	Spin-Diffusionskoeffizient
$\delta(\mathbf{r})$	Dichte der elektronischen Wellenfunktion am Ort des Kerns
$\mathbf{E}, E_l, E_r$	Elektrisches Feld und seine komplexe Amplitude der links- und rechts polarisierten Komponenten
$E_g$	Bandlücke
$E_{on}, E_{off}$	Elektrisches Feld für ionisierten/gebundenen Donator
$E_{photon}$	Photonenenergie
$\Delta E_{\uparrow\downarrow}$	Energieaufspaltung der beiden Spinzustände eines Elektrons
$\eta_F$	Faraday-Elliptizität
$f_0(E)$	Fermi-Funktion
$f_L$	Repetitionsfrequenz des Lasers
$F(\mathbf{r})$	Einhüllende der Elektronen-Wellenfunktion
$\psi(\mathbf{r})$	Elektron-Wellenfunktion am Ort des Kerns
$g^*$	Effektiver g-Faktor
$g_{e,Photo}, g_{e,resident}$	g-Faktor für die photo- und residenten Elektronen
$g_h, g_{ex}, g_{Tr}$	g-Faktor für Loch, Exziton und Trion
$g_I$	Kern-g-Faktor
$g_s, g_l$	g-faktor für Eigenimpuls und Bahndrehimpuls

$g^{\parallel}, g^{\perp}$	In-plane und out-of-plane g-Faktor
$\Delta g$	Verbreiterung des g-Faktors
$\gamma, \gamma_e, \gamma_I$	Gyromagnetisches Verhältnis, und die gyromagnetischen Verhältnisse für Elektron und Kern
$\hat{H}_{D,ij}$	Kern Dipol-Dipol-Hamilton-Operator
$\hat{H}_{E,ij}$	Kern Spin-Austausch-Hamilton-Operator
$\hat{H}_F$	Fermi-Kontakt-Hamilton-Operator
$\hat{H}_{PD,ij}$	Kern Pseudodipol-Hamilton-Operator
$\hat{H}_Q$	Quadrupol-Hamilton-Operator
$\hat{H}_{SS}$	Kern-Spin-Spin-Hamilton-Operator
$\hat{H}_Z$	Zeeman-Hamilton-Operator
$I, \mathbf{I}, I_z$	Kernspinquantenzahl, Drehimpuls von Atomkernen und seine z-Komponente
$I(d)$	Bei einer Eindringtiefe d noch vorhandene Laserintensität
$I_0$	Einfallende Lichtintensität
$j, \mathbf{J}$	Gesamtdrehimpuls für ein Eielektronensystem und ein Mehrelektronensystem
$j_{e,h\uparrow\downarrow}$	Stromdichte für die Elektronen und Löcher mit dem Zustand Spin-Up oder Spin-Down
$\kappa, \kappa_l, \kappa_r$	Absorptionskoeffizient und Absorptionskoeffizient für links und rechtszirkular polarisiertes Licht
$l$	Bahndrehimpulsquantenzahl
$l, \mathbf{L}$	Bahndrehimpuls für ein Eielektronensystem und ein Mehrelektronensystem

$l_z$	Komponente des Bahndrehimpulses in z-Richtung
$\lambda$	Wellenlänge
$m_l$	Magnetische Quantenzahl
$m_j$	Orientierungsquantenzahl des Gesamtdrehimpulses
$m_s$	Orientierungsquantenzahl des Eigendrehimpulses
$M$	Magnetisierung
$\mu, \mu_l, \mu_s$	Magnetisches Moment und magnetische Momente des Bahndrehimpulses $l$ und des Eigendrehimpulses $s$
$\hat{\mu}, \hat{\mu}_e, \hat{\mu}_l$	magnetischer Moment-Operator und magnetische Moment-Operatoren für Elektron und Kern
$\mu_a$	Ambipolarer Diffusionskoeffizient
$\mu_{e,h\uparrow\downarrow}$	Beweglichkeit der Elektronen und Löcher mit dem Zustand Spin-Up oder Spin-Down
$\mu_s$	Spin-Beweglichkeit
$\mu_{z,s}$	z-Komponente des magnetischen Moments eines freien Elektrons
$u_0(r)$	Bloch-Funktion an der Leitungsbandkante
$L_{drift}$	Spintransportlänge
$n$	Hauptquantenzahl
$n, \mathfrak{n}, n_l, n_r$	Brechungsindex, komplexer Brechungsindex und komplexer Brechungsindex für links und rechtszirkular polarisiertes Licht
$n_{e,puls}$	Dichte der von Photonen generierten Elektronen
$n_f$	Dichte der freien Elektronen
$N_{Puls}$	Photonenanzahl pro Laserpuls
$N_{e,puls}$	Generierte Elektron-Loch-Paare pro Laserpuls



$N_{puls}^*$	Eindringende Photonenzahl pro Laserpuls
$n_{\uparrow}, n_{\downarrow}$	Dichte von Spin-Up bzw. Spin-Down Elektronen
$\Delta n_{\uparrow,\downarrow}, \Delta p_{\uparrow,\downarrow}$	Vom Gleichgewicht abweichende Ladungsdichten für Spin-Up und Spin-Down Zustände
$n_{e-2D}$	Flächendichte der Elektronen
$\omega_L$	Larmorfrequenz
$p_{\uparrow}, p_{\downarrow}$	Dichte der Spin-Up bzw. Spin-Down Löcher
$P_s$	Spinpolarisationsgrad
$\langle P_L \rangle$	Gemittelte Pumplaserleistung
$Q$	Quadrupol-Moment
$\mathcal{R}, \mathcal{R}_l, \mathcal{R}_r$	Komplexe Reflektivität und komplexe Reflektivität für links und rechtszirkular polarisiertes Licht
$\mathbf{r}_{\alpha}$	Relative Koordinate des Elektrons bezüglich des Kerns des Isotops $\alpha$
$r_L$	Radius des Laserspots
$r_Q$	Radius der Blockierung der Kernspin-Diffusion
$\rho(\mathbf{r})$	Ladungsverteilung
$\mathbf{s}, \mathbf{S}$	Eigendrehimpuls/spin für ein Einelektronensystem und ein Mehrelektronensystem
$s_z$	Komponente des Eigendrehimpulses in z-Richtung
$\langle \mathbf{S} \rangle$	Mittelwert des Elektronspins
$\hat{\mathbf{s}}, \hat{s}_x, \hat{s}_y, \hat{s}_z$	Spinoperator und seine x, y und z Komponente
$s(x, y, t)$	Zeitliche und räumliche Verteilung des Spinpakets
$\sigma_c$	Einfangquerschnitt des Donators

$\sigma_e$	Querschnitt des Spin-Austauschprozesses
$\Delta T$	Repetitionsperiode des gepulsten Lasers
$\Delta t$	Zeitliche Verschiebung zwischen den Pump- und Probestrahlen
$T_1$	Spin-Gitter-Relaxationszeit
$T_{1e}^\alpha$	Kernspin-Polarisationszeit des Isotops $\alpha$
$T_{1H}^\alpha(r)$	Elektronspin Relaxationszeit durch die Hyperfein-Wechselwirkung mit Isotop $\alpha$
$T_{1*}^e$	Zeitkonstante der Spinrelaxation der Elektronen
$T_{1Q}^\alpha$	Zeitkonstante der Quadrupol-Wechselwirkung auf die Kernspin-Polarisation des Isotops $\alpha$
$T_2^*$	Zeitkonstanten der Spindephasierung, Spinrelaxation und Energierelaxation
$\tau_c$	Lebensdauer ionisierter Donatoren
$\tau_{cH}$	Korrelationszeit der Hyperfein-Wechselwirkung
$\tau_{cQ}$	Korrelationszeit für die Quadrupol-Wechselwirkung
$\tau_{e,rel}$	Zeitkonstante der Energierelaxation
$\tau_{ex}$	Zeitkonstante für den Spinaustausch-Prozess zwischen Donator gebundenen Elektronen und freien Elektronen
$\tau_k$	Zeitkonstante des kohärenten Artefakts
$\tau_{Lab}$	Laborzeit
$\tau_r$	Zeitkonstante der optischen Rekombination
$\tau_r^*$	Gemessene Rekombinationszeit
$\tau_{s,e}$	Zeitkonstante der Relaxation der Elektronenspins
$\tau_{s,h}$	Zeitkonstante der Relaxation der Löcherspins

$\Gamma_{e,h\uparrow\downarrow}$	Spinrelaxationsraten für Elektronen und Löcher
$\Gamma_t$	Verhältnis der Zeit, in der das Elektron von Donator gefangen ist, zur gesamten Zeit
$\theta_F$	Faraday-Winkel
$\theta_K$	Kerr-Winkel
$\Theta_F$	komplexer Faraday-Winkel
$\Theta_K$	komplexer Kerr-Winkel
$V_e$	Erzeugungsvolumen der Photoelektronen
$\Delta x$	Relativer Abstand zwischen den Pump- und Probestrahlen

# Literaturverzeichnis

- [Abr61] A. Abragam,  
*The principles of nuclear magnetism*,  
Clarendon Press, Oxford, (1961).
- [Aws02] D. D. Awschalom, D. Loss, and N. Samarth,  
*Semiconductor spintronics and quantum computation*,  
Springer-Verlag, Berlin, (2002).
- [Aws07] D. D. Awschalom und M. E. Flatté,  
*Challenges for semiconductor spintronics*,  
Nat. Phys. **3**, 153 (2007).
- [Bai88] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne,  
G. Creuzet, A. Friederich und J. Chazelas,  
*Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr magnetic superlattices*,  
Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
- [Bar95] A. Barenco, C. H. Bennett, R. Cleve, D. P. DiVincenzo, N. Margolus, P. Shor, T.  
Sleator, J.A Smolin, H. Weinfurter,  
*Elementary gates for quantum computation*,  
Phys. Rev. A **52**, 3457 (1995).
- [Bel94] D. Belitz und T. R. Kirkpatrick,  
*The Anderson-Mott transition*,  
Rev. Mod. Phys. **66**, 261 (1994).

- [Ber75] L. Bergmann und C. Schaefer,  
*Lehrbuch der Experimentalphysik*, Band IV: *Bestandteile der Materie*, Teil 2  
Walter de Gruyter, Berlin (1975).
- [Bes01] B. Beschoten, E. Johnston-Halperin, D. K. Young, M. Poggio, J. E. Grimaldi, S.  
Keller, S. P. DenBaars, U. K. Mishra, E. L. Hu und D. D. Awschalom,  
*Spin coherence and dephasing in GaN*,  
Phys. Rev. B **63**, 121202 (R) (2001).
- [Bin89] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach und W. Zinn,  
*Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with  
antiferromagnetic interlayer exchange*,  
Phys. Rev. B **39**, 4828 (1989).
- [Blo55] N. Bloembergen und T. J. Rowland,  
*Nuclear exchange in solids:  $Tl^{203}$  and  $Tl^{205}$  magnetic resonanz in thallium and  
thallium oxide*,  
Phys. Rev. **97**, 1679 (1955).
- [Cam15] K. Y. Camsari, S. Ganguly und S. Datta,  
*Modular approach to spintronics*,  
Sci. Rep. **5**, 10571 (2015).
- [Cha09] M. K. Chan, Q. O. Hu, J. Zhang, T. Kondo, C. J. Palmstrøm, and P. A. Crowell,  
*Hyperfine interactions and spin transport in ferromagnet-semiconductor  
heterostructures*,  
Phys. Rev. B **80**, 161206(R) (2009).
- [Che11] Y. S. Chen, J. Huang, D. Reuter, A. Ludwig, A. D. Wieck und G. Bacher,  
*Optically detected nuclear magnetic resonance in n-GaAs using an on-chip  
microcoil*,  
Appl. Phys. Lett. **98**, 081911 (2011).
- [Che76] J. Chelikowsky und M. Cohen,  
*Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven  
diamond and zinc-blende semiconductors*,  
Phys. Rev. B **14**, 556 (1976).

- [Col04] J. S. Colton, T. A. Kennedy, A. S. Bracker und D. Gammon,  
*Microsecond spin-flip times in n-GaAs measured by time-resolved polarization of photoluminescence*,  
Phys. Rev. B **69**, 121307 (2004).
- [Cro05] S. A. Crooker und D. L. Smith,  
*Imaging spin flows in semiconductors subject to electric, magnetic, and strain fields*,  
Phys. Rev. Lett. **94**, 236601 (2005).
- [Cro09] S. A. Crooker, E. S. Garlid, A. N. Chantis, D. L. Smith, K. S. M. Reddy, Q. O. Hu, T. Kondo, C. J. Palmstrøm und P. A. Crowell,  
*Bias-controlled sensitivity of ferromagnet/semiconductor electrical spin detectors*,  
Phys. Rev. B **80**, 041305(R) (2009).
- [Dat90] S. Datta und B. Das,  
*Electronic analog of the electro-optic modulator*,  
Appl. Phys. Lett. **56**, 665 (1990).
- [DiV95] D. P. DiVincenzo,  
*Quantum computation*,  
Science **270**, 255 (1995).
- [Dya08] M. I. D'yakonov,  
*Spin physics in semiconductors*,  
Springer Verlag, Berlin (2008).
- [Dya84] M. I. Dyakonov und V. I. Perel', in *Optical Orientation*,  
*Modern problems in condensed matter physics* Vol. 8,  
herausgegeben von F. Meier und B. P. Zakharchenya,  
North-Holland, Amsterdam (1984).
- [Dzh02a] R. I. Dzhioev, V. L. Korenev, I. A. Merkulov, B. P. Zakharchenya, D. Gammon, Al. L. Efros, and D. S. Katzer,  
*Manipulation of the spin memory of electrons in n-GaAs*,  
Phys. Rev. Lett. **88**, 256801 (2002).

- [Dzh02b] R. I. Dzhioev, K. V. Kavokin, V. L. Korenev, M. V. Lazarev, B. Y. Meltser, M. N. Stepanova, B. P. Zakharchenya, D. Gammon und D. S. Katzer,  
*Low-temperature spin relaxation in n-type GaAs*,  
Phys. Rev. B **66**, 245204 (2002).
- [Ele96] A. Y. Elezzabi, M. R. Freeman und M. Johnson,  
*Direct Measurement of the Conduction Electron Spin-Lattice Relaxation Time  $T_1$  in Gold*,  
Phys. Rev. Lett. **77**, 3220 (1996).
- [Fie99] R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag und L. W. Molenkamp,  
*Injection and detection of a spin-polarized current in a light-emitting diode*,  
Nature **402**, 787 (1999).
- [Fis77] G. Fishman und G. Lampel,  
*Spin relaxation of photoelectrons in p-type gallium arsenide*,  
Phys. Rev. B **16**, 820 (1977).
- [Fla00] M. E. Flatte und J. M. Byers,  
*Spin diffusion in semiconductors*,  
Phys. Rev. Lett. **84**, 4220 (2000).
- [Fla07] M. E. Flatté,  
*Spintronics*,  
IEEE Trans. Electron Dev. **54**, 5 (2007).
- [Fur06] M. Furis, D. L. Smith, J. L. Reno und S. A. Crooker,  
*Bias-dependent electron spin lifetimes in n-GaAs and the role of donor impact ionization*,  
Appl. Phys. Lett. **89**, 102102 (2006).
- [Gal06] W. J. Gallagher und S. S. P. Parkin,  
*Development of the magnetic tunnel junction mram at ibm: From first junctions to a 16-mb mram demonstrator chip*,  
IBM J. Res. Dev. **50**, 5 (2006).
- [Gho05] S. Ghosh, V. Sih, W. H. Lau, D. D. Awschalom, S.-Y. Bae, S. Wang, S. Vaidya und G. Chapline,

- Room-temperature spin coherence in ZnO*,  
Appl. Phys. Lett. **86**, 232507 (2005).
- [Gho08] S. Ghosh, D. W. Steuerman, B. Maertz, K. Ohtani, Huaizhe Xu, H. Ohno und D. Awschalom,  
*Electrical control of spin coherence in ZnO*,  
Appl. Phys. Lett. **92**, 162109 (2008).
- [Häg98] D. Hägele, M. Oestreich, W. W. Rühle, N. Nestle und K. Eberl,  
*Spin transport in GaAs*,  
Appl. Phys. Lett. **73**, 1580 (1998).
- [Hak05] H. Haken,  
*The physics of atoms And quanta - Introduction to experiments and theory*,  
Springer, Berlin (2005).
- [Hal07] S. Halm, G. Bacher, E. Schuster, W. Keune, M. Sperl, J. Puls und F. Henneberger,  
*Local spin manipulation in ferromagnet-semiconductor hybrids*,  
Appl. Phys. Lett. **90**, 051916 (2007).
- [Hal09] S. Halm,  
*Manipulation inkohärenter und kohärenter Spinensembles in verdünnt-magnetischen Halbleitern mittels ferromagnetischer Streufelder*,  
Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2009).
- [Ham02] P. R. Hammar und M. Johnson,  
*Detection of spin-polarized electrons injected into a two-dimensional electron gas*,  
Phys. Rev. Lett. **88**, 066806 (2002).
- [Han07] R. Hanson, L. P. Kouwenhoven, J. R. Petta, S. Tarucha und L. M. K. Vandersypen,  
*Spins in few-electron quantum dots*,  
Rev. Mod. Phys. **79**, 1217 (2007).
- [Han09] T. Hanada, Takafumi Yao(Ed.) und Soon-Ku Hong (Ed.),  
*Oxide and nitride semiconductors: processing, properties, and applications*,



- Kapitel 1: *Basic properties of ZnO, GaN, and related materials*,  
Springer, Berlin (2009).
- [Hei04] M. Heidkamp,  
*Spin-coherence and –dephasing of donor and free conduction band electrons across the metal-insulator transition in Si:GaAs*,  
Dissertation, Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen (2004).
- [Hil02] D. J. Hilton und C. L. Tang,  
*Optical orientation and femtosecond relaxation of spin-polarized holes in GaAs*,  
Phys. Rev. Lett. **89**, 146601 (2002).
- [Hoh06] P. Hohage, D. Reuter, A. D. Wieck und G. Bacher,  
*Coherent spin oscillations in bulk GaAs at room temperature*,  
Appl. Phys. Lett. **89**, 231101 (2006).
- [Hoh12] P. Hohage,  
*Struktur, Dynamik, Transport und Manipulation kohärenter Spinzustände in Halbleiter-Hybridssystemen*,  
Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2012).
- [Hol05] M. Holub, J. Shin, S. Chakrabarti und P. Bhattacharya,  
*Electrically injected spin-polarized vertical-cavity surface-emitting lasers*,  
Appl. Phys. Lett. **87**, 091108 (2005).
- [Hoo87] G. W. 't Hooft, W. A. J. A. van der Poel, L. W. Molenkamp und C. T. Foxon,  
*Giant oscillator strength of free excitons in GaAs*,  
Phys. Rev. B **35**, 8281 (2003).
- [Hua12] J. Huang, Y. Chen, A. Ludwig, D. Reuter, A.D. Wieck und G. Bacher,  
*Electron-nuclei spin coupling in GaAs – free versus localized electrons*,  
Appl. Phys. Lett. **100**, 132103 (2012).
- [Jan08] N. Janßen, K. Whitaker, D. Gamelin und R. Bratschitsch,  
*Ultrafast spin dynamics in colloidal ZnO quantum dots*,  
Nano Lett. **8**, 1991 (2008).
- [Jan10] N. Janßen,  
*Ultraschnelle Spindynamik in Halbleitern und Halbleiternanostrukturen weiter*

- Bandlücke*,  
Dissertation, Universität Konstanz (2010).
- [Jia05] X. Jiang, R. Wang, R. M. Shelby, R. M. Macfarlane, S. R. Bank, J. S. Harris und S. S. P. Parkin,  
*Highly Spin-Polarized Room-Temperature Tunnel Injector for Semiconductor Spintronics using MgO(100)*,  
Phys. Rev. Lett. **94**, 056601 (2005).
- [Jon07] B. T. Jonker, G. Kioseoglou, A. T. Hanbicki, C. H. Li und P. E. Thompson,  
*Electrical spin-injection into silicon from a ferromagnetic metal/tunnel barrier contact*,  
Nat. Phys. **3**, 542 (2007).
- [Jul75] M. Jullière,  
*Tunneling between ferromagnetic films*,  
Phys. Lett. A. **54**, 225 (1975).
- [Kar96] H. Karzel, W. Potzel, M. Köfferlein, W. Schiessl, M. Steiner, U. Hiller, G. M. Kalvius, P. Blaha K. Schwarz und M. P. Pasternak,  
*Lattice dynamics and hyperfine interactions in ZnO and ZnSe at high external pressures*,  
Phys. Rev. B **53**, 11425 (1996).
- [Kat00] J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman, E. B. Myers und D. C. Ralph,  
*Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitation in Co/Cu/Co pillars*,  
Phys. Rev. Lett. **84**, 3149 (2000).
- [Kat03] Y. Kato, R. C. Myers, D. C. Driscoll, A. C. Gossard, J. Levy, D. D. Awschalom,  
*Gigahertz electron spin manipulation using voltage controlled g-tensor modulation*,  
Science **299**, 1201, (2003).
- [Kat05] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard und D. D. Awschalom,  
*Electron spin interferometry using a semiconductor ring structure*,  
Appl. Phys. Lett. **86**, 162107 (2005).

- [Kav08] K. V. Kavokin,  
*Spin relaxation of localized electrons in n-type semiconductors*,  
Semicond. Sci. Technol. **23**, 114009 (2008).
- [Khu66] G. R. Khutsishvili,  
*Spin diffusion*,  
Sov. Phys. Usp. **8**, 743 (1966).
- [Kik00] J. M. Kikkawa und D. Awschalom,  
*All-optical magnetic resonance in semiconductors*,  
Science **287**, 473 (2000).
- [Kik98] J. M. Kikkawa und D. D. Awschalom,  
*Resonant spin amplification in n-type GaAs*,  
Phys. Rev. Lett. **80**, 4313 (1998).
- [Kik99] J. M. Kikkawa und D. D. Awschalom,  
*Lateral drag of spin coherence in gallium arsenide*,  
Nature **397**, 139 (1999).
- [Kim01] A. V. Kimel, F. Bentivegna, V. N. Gridenev, V. V. Pavlov, R. V. Pisarev und T. Rasing,  
*Room-temperature ultrafast carrier and spin dynamics in GaAs probed by the photoinduced magneto-optical Kerr effect*,  
Phys. Rev. B **63**, 235201 (2001).
- [Kis89] E. H. Kisi und M. M. Elcombe,  
*u parameters for the wurtzite structure of ZnS and ZnO using powder neutron diffraction*,  
Acta Cryst. C**45**, 1867 (1989).
- [Kno06] H. Knotz, A. W. Holleitner, J. Stephens, R. C. Meyers und D. D. Awschalom,  
*Spatial imaging and mechanical control of spin coherence in strained GaAs epilayers*,  
Appl. Phys. Lett. **88**, 241918 (2006).
- [Koe09] W. F. Koehl, M. H. Wong, C. Poblenz, B. Swenson, U. K. Mishra, J. S. Speck,  
und D. D. Awschalom ,

- Current-induced spin polarization in gallium nitride,*  
Appl. Phys. Lett. **95**, 072110 (2009).
- [Kos10] J. Kossut und J. A. Gaj,  
*Introduction to the physics of diluted magnetic semiconductors,*  
Springer Verlag, (2010).
- [Kro99] S. Kronmüller, W. Dietsche, K. v. Klitzing, G. Denninger, W. Wegscheider und  
M. Bichler,  
*New type of electron nuclear-spin interaction from resistively detected NMR in  
the fractional quantum Hall effect regime,*  
Phys. Rev. Lett. **82**, 4070 (1999).
- [Lam02] W. Lambrecht, A. Rodina, S. Limpijumnong, B. Segall und B. Meyer,  
*Valence-band ordering and magneto-optic exciton fine structure in ZnO,*  
Phys. Rev. B **65**, 075207 (2002).
- [Lam68] G. Lampel,  
*Nuclear Dynamic Polarization by Optical Electronic Saturation and Optical  
Pumping in Semiconductors,*  
Phys. Rev. Lett. **20**, 491 (1968).
- [Lu06] J. Lu, J. R. Hoch, P. L. Kuhns, W. G. Moulton, Z. Gan und A. P. Reyes,  
*Nuclear spin-lattice relaxation in n-type insulating and metallic GaAs single,  
crystals,*  
Phys. Rev. B **74**, 125208 (2006).
- [Lou07] X. Lou, C. Adelmann, S. A. Crooker, E. S. Garlid, J. Zhang, K. S. Madhukar  
Reddy, S. D. Flechner, C. J. Palmstrom und P. A. Crowell,  
*Electrical detection of spin transport in lateral ferromagnet–semiconductor  
devices,*  
Nat. Phys. **3**, 197 (2007).
- [Mac02] T. Machida, S. Ishizuka, T. Yamazaki, S. Komiyama, K. Muraki und Y.  
Hirayama,  
*Spin polarization of fractional quantum Hall edge channels studied by dynamic  
nuclear polarization,*  
Phys. Rev. B **65**, 233304 (2002).

- [Mar99] X. Marie, T. Amand, P. Le Jeune, M. Paillard, P. Renucci, L. E. Golub, V. D. Dymnikov und E. L. Ivchenko,  
*Hole spin quantum beats in quantum-well structures*,  
Phys. Rev. B **60**, 5811 (1999).
- [Mei07] L. Meier, G. Salis, I. Shorubalko, E. Gini, S. Schön und K. Ensslin,  
*Measurement of Rashba and Dresselhaus spin–orbit magnetic fields*,  
Nat. Phys. **3**, 650 (2007).
- [Mei84] F. Meier (Ed.) und B. P. Zakharchenya (Ed.),  
*Optical orientation*,  
North-Holland, Amsterdam (1984).
- [Mey04] B. K. Meyer, H. Alves, D.M.Hofmann,W. Kriegseis, D.Forster, F.Bertram, J. Christen, A. Hoffmann, M. Strassburg, M. Dworzak, U. Haboeck und A.V. Rodina,  
*Bound exciton and donor-acceptor pair recombinations in ZnO*,  
Phys. Stat. Sol. (b) **241**, 231 (2004).
- [Nan07] J. Nannen,  
*Spindynamik in Halbleiter-Nanostrukturen*,  
Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2007).
- [Nei05] N. Ashcroft und N. Mermin,  
*Festkörperphysik*,  
Oldenbourg Verlag, München (2005).
- [Nor14] B. M. Norman, C. J. Trowbridge, D. D. Awschalom, und V. Sih,  
*Current-induced spin polarization in anisotropic spin-orbit fields*,  
Phys. Rev. Lett. **112**, 056601 (2014).
- [Noy57] T. Noyes und W. E. Dickinson,  
*The random-access memory accounting, machine II, the magnetic-disk, random-access memory*,  
IBM J. Res. Dev. **1**, 72 (1957).
- [Ohn00] H. Ohno, D. Chiba, F. Matsukura, T. Omiya, E. Abe, T. Dietl, Y. Ohno und K. Ohtani,

- Electric-field control of ferromagnetism*,  
Nature **408**, 944 (2000).
- [Ohn99] Y. Ohno, D. K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno und D. D. Awschalom,  
*Electrical spin injection in a ferromagnetic semiconductor heterostructure*,  
Nature **402**, 790 (1999).
- [Ouy03] M. Ouyang und D. D. Awschalom,  
*Coherent spin transfer between molecularly bridged quantum dots*,  
Science **310**, 1074 (2003).
- [Özg05] Ü. Özgür, Ya. I. Alivov, C. Liu, A. Teke, M. A. Reshchikov, S. Doğan, V. Avrutin, S.-J. Cho und H. Morkoçd,  
*A comprehensive review of ZnO materials and devices*,  
J. Appl. Phys. **98**, 041301 (2005).
- [Pag08] D. Paget, T. Amand und J.-P. Korb,  
*Light-induced nuclear quadrupolar relaxation in semiconductors*,  
Phys. Rev. B **77**, 245201 (2008).
- [Pag77] D. Paget, G. Lampel und B. Sapoval,  
*Low field electron-nuclear spin coupling in gallium arsenide under optical pumping*,  
Phys. Rev. B **15**, 5780 (1977).
- [Pag81] D. Paget,  
*Optical detection of NMR in high-purity GaAs under optical pumping: Efficient spin-exchange averaging between electronic states*,  
Phys. Rev. B **24**, 3776 (1981).
- [Pag82] D. Paget,  
*Optical detection of NMR in high-purity GaAs: Direct study of the relaxation of nuclei close to shallow donors*,  
Phys. Rev. B **25**, 4444 (1982).
- [Par04] A. K. Paravastu, S. E. Hayes, B. E. Schwickert, L. N. Dinh, M. Balooch und J. A. Reimer,

- Optical polarization of nuclear spins in GaAs,*  
Phys. Rev. B **69**, 075203 (2004).
- [Par05] A. K. Paravastu und J. A. Reimer,  
*Nuclear spin temperature and magnetization transport in laser-enhanced NMR of bulk GaAs,*  
Phys. Rev. B **71**, 045215 (2005).
- [Pfi10] O. Pfingsten,  
*Zeit- und orts aufgelöste Kerr-Rotationsmessungen zum kohärenten Spintransport in n-GaAs,*  
Bachelorarbeit, Universität Duisburg-Essen (2010).
- [Pul] J. Puls,  
Zur Verfügung gestellt von Herrn J. Puls.
- [Pul12] J. Puls, S. Sadofev und F. Henneberger,  
*Trions in ZnO quantum wells and verification of the valence band ordering,*  
Phys. Rev. B **85**, 041307(R) (2012).
- [Sak03] M. Sakuma, K. Hyomi, I. Souma, A. Murayama und Y. Oka,  
*Submicron scale hybrid structures of diluted magnetic semiconductor quantum wells with ferromagnetic Co wires,*  
J. Appl. Phys. **94**, 6423 (2003).
- [Sal01] G. Salis, D. D. Awschalom, Y. Ohno und H. Ohno,  
*Origin of enhanced dynamic nuclear polarization and all-optical nuclear magnetic resonance in GaAs quantum wells,*  
Phys. Rev. B **64**, 195304 (2001).
- [Sal09] G. Salis, A. Fuhrer und S. F. Alvarado,  
*Signatures of dynamically polarized nuclear spins in all-electrical lateral spin transport devices,*  
Phys. Rev. B **80**, 115332 (2009).
- [Shi12] J. Shiogai, M. Ciorga, M. Utz, D. Schuh, T. Arakawa, M. Kohda, K. Kobayashi, T. Ono, W. Wegscheider, D. Weiss und J. Nitta,  
*Dynamic nuclear spin polarization in an all-semiconductor spin injection device*

- with (Ga,Mn)As/n-GaAs spin Esaki diode,*  
Appl. Phys. Lett. **101**, 212402 (2012).
- [Shi14] J. Shiogai, M. Ciorga, M. Utz, D. Schuh, M. Kohda, D. Bougeard, T. Nojima, J. Nitta und D. Weiss,  
*Giant enhancement of spin detection sensitivity in (Ga,Mn)As/GaAs Esaki diodes,*  
Phys. Rev. B **89**, 081307(R) (2014).
- [Slo96] J. C. Slonczewski,  
*Currents and torques in metallic magnetic multilayers,*  
J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).
- [Smi78] R. A. Smith,  
*Semiconductors,*  
Cambridge University Press, New York, (1978).
- [Sne92] M. J. Snelling, E. Blackwood, C. J. McDonagh, R. T. Harley und C. T. B. Foxon,  
*Exciton, heavy-hole, and electron g factors in type-I GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As quantum wells,*  
Phys. Rev. B **45**, 3922(R) (1992).
- [Sog01] T. Sogawa, P. V. Santos, S. K. Zhang, S. Eshlaghi, A. D. Wieck und K. H. Ploog,  
*Transport and lifetime enhancement of photo excited spins in GaAs by surface acoustic waves,*  
Phys. Rev. Lett. **87**, 276601 (2001).
- [Son00] A. M. Song und P. Omling,  
*Strong, ultranarrow peaks of longitudinal and Hall resistances in the regime of breakdown of the quantum Hall effect,*  
Phys. Rev. Lett. **84**, 3145 (2000).
- [Ste07] N. P. Stern, D. W. Steuerman, S. Mack, A. C. Gossard und D. D. Awschalom,  
*Drift and diffusion of spins generated by the spin hall effect,*  
Appl. Phys. Lett. **91**, 062109 (2007).
- [Vle37] J. H. Van Vleck,  
*On the anisotropy of cubic ferromagnetic crystals,*  
Phys. Rev. **52**, 1178, (1937).



- [Wan09] X. J. Wang, I. A. Buyanova, F. Zhao, D. Lagarde, A. Balocchi, X. Marie, C. W. Tu, J. C. Harmand und W. M. Chen,  
*Room-temperature defect-engineered spin filter based on a non-magnetic semiconductor*,  
Nat. Mat. **8**, 198 (2009).
- [Web05] C. P. Weber, N. Gedik, J. E. Moore, J. Orenstein, J. Stephens und D. D. Awschalom,  
*Observation of spin Coulomb drag in a two-dimensional electron gas*,  
Nature **437**, 1330 (2005).
- [Wei77] C. Weisbuch und C. Hermann,  
*Optical detection of conduction-electron spin resonance in GaAs, Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>As, and Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As*,  
Phys. Rev. B **15**, 816 (1977).
- [Win03] R. Winkler,  
*Spin-orbit coupling effects in two-dimensional electron and hole systems*,  
Berlin, Springer Vorlage (2003).
- [Wol01] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnár, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova und D. M. Treger,  
*Spintronics: A spin-based electronics vision for the future*,  
Science **294**, 1488 (2001).
- [Yan93] M. J. Yang, R. J. Wagner, B. V. Shanabrook, J. R. Waterman und W. J. Moore,  
*Spin-resolved cyclotron resonance in InAs quantum wells: A study of the energy-dependent g factor*,  
Phys. Rev. B **47**, 6807(R) (1993).
- [Zak82] B. P. Zakharchenya, D. N. Mirlin, V. I. Perel' und I. I. Rekshina,  
*Spectrum and polarization of hot-electron photoluminescence in semiconductors*,  
Sov. Phys. Usp. **25**, 143 (1982).
- [Zhu01] H. J. Zhu, M. Ramsteiner, H. Kostial, M. Wassermeier, H.-P. Schönherr und K. H. Ploog,  
*Room-temperature spin injection from Fe into GaAs*,  
Phys. Rev. Lett. **87**, 016601 (2001).

- [Zhu07] E. A. Zhukov, D. R. Yakovlev, M. Bayer, M. M. Glazov, E. L. Ivchenko, G. Karczewski, T. Wojtowicz und J. Kossut,  
*Spin coherence of a two-dimensional electron gas induced by resonant excitation of trions and excitons in CdTe/(Cd, Mg)Te quantum wells*,  
Phys. Rev. B **76**, 205310 (2007).
- [Zut04] I. Zutic, J. Fabian und S. D. Sarma,  
*Spintronics: Fundamentals and applications*,  
Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich ganz herzlich bei allen Personen bedanken, die mich in den letzten Jahren unterstützt haben.

Herrn Prof. Dr. Gerd Bacher danke ich besonders für die Möglichkeit zur Promotion an seinem Lehrstuhl. Sein besonderes Interesse und die vielen anregenden Diskussionen mit vielen neuen Ideen haben maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Herrn Dr. Patrik Hohage danke ich für den Aufbau des optischen Messplatzes für die Kerr-Rotation.

Herrn Oliver Pfingsten danke ich für die experimentelle Unterstützung im Rahmen seiner Bachelorarbeit.

Herrn Prof. Dr. Andreas Wieck, Prof. Dr. Dirk Reuter (jetzt Lehrstuhl für Optoelektronische Materialien und Bauelemente Universität Paderborn) und Herrn Dr. Arne Ludwig vom Lehrstuhl für Angewandte Festkörperphysik der Ruhr-Universität Bochum, danke ich für die Herstellung und strukturelle Charakterisierung der n-GaAs Proben.

Frau Prof. Dr. Saskia Fischer (jetzt Lehrstuhl Neue Materialien / Novel Materials Humboldt-Universität zu Berlin) und Dr. Markus Wahle vom Lehrstuhl für Werkstoffe und Nanoelektronik der Ruhr-Universität Bochum danke ich für die Strukturierung der Spintransportstrukturen und der Permalloy-Strukturen an der n-GaAs Probe.

Herrn Prof. F. Henneberger<sup>†</sup> und Herrn Dr. J. Puls vom Institut für Physik der Humboldt-Universität zu Berlin danke ich für die Herstellung der ZnO/ZnMgO Multi-Quantenfilm-Strukturen.

Herrn Helmut Lebeau danke ich für die ständige technische Unterstützung bei der Problembeseitigung in Messgeräten, Diskussionen über die deutsche Sprache, Musik und die Tipps für meine Fahrprüfung.

Frau Ingeborg Schäl und Frau Petra Merker möchte ich sehr dafür danken, dass sie mir bei der Verwaltung geholfen haben, und deutsche Gesetze und die Bürokratie erklärt haben.

Es gilt mein Dank auch allen anderen aktuellen und ehemaligen Mitarbeitern des Lehrstuhls für Werkstoffe der Elektrotechnik, die mich in den letzten Jahren unterstützt haben.

Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Olive Pfingsten und Herrn Rainer Granzin für die sprachliche Korrektur dieser Arbeit.

Zum Schluss danke ich vor allem bei meinen Familien. Meiner Mutter Huiling Xu und meinem Vater Lianghang Huang danke ich für die Liebe und Erziehung. Meinem Mann Marius Liong danke ich dafür, dass du auf mich aufgepasst hast, mit deiner Liebe, Sanftmut und uneingeschränkten Unterstützung.